

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
FIZIKA JEDRA IN OSNOVNIH DELCEV

Sebastjan Skrbinšek

**Vpliv sevanja na delovanje senzorjev fotonov v
detektorju obročev Čerenkova pri eksperimentu
Belle II**

Magistrsko delo

MENTOR: izr. prof. dr. Rok Pestotnik

Ljubljana, 2023

Zahvale

Zahvaljujem se mentorju izr. prof. dr. Roku Pestotniku za vse napotke in nasvete pri izdelavi magistrskega dela. Najlepša hvala tudi prof. dr. Samu Korparju za dodatna pojasnila, doc. Luku Šantelju za simulacije fluence nevtronov ter Andreju Lozarju za tehnično pomoč.

Vpliv sevanja na delovanje senzorjev fotonov v detektorju obročev Čerenkova pri eksperimentu Belle II

IZVLEČEK

Pri eksperimentu Belle II je detektor obročev Čerenkova namenjen identifikaciji hitrih nabitih delcev. Nabiti delec emitira fotone, kadar se giblje skozi medij hitreje od svetlobne hitrosti. Fotone zaznamo s pozicijsko občutljivimi senzorji posameznih fotonov. Sevanje iz ozadja povzroča poškodbe kristalne rešetke polprevodniških detektorjev, kar privede do povečanja temnega toka, ki predstavlja šum našemu signalu.

Namen naloge je oceniti vpliv sevanja na delovanje identifikacijskega sistema z analizo napajalnih tokov 420 hibridnih plazovnih fotodiod (HAPD) ter dobljene meritve primerjati s pričakovanimi vrednostmi. Naredili bomo tudi pregled senzorjev, ki so bili maskirani zaradi okvar.

Ključne besede: HAPD, polprevodniški detektorji, sevalne poškodbe, temni tok, ARICH

Effect of radiation on the performance of photon sensors in the Cherenkov ring detector in the Belle II experiment

ABSTRACT

In the Belle II experiment, the Cherenkov ring detector is designed to identify fast charged particles. A charged particle emits photons when it moves through a medium faster than the speed of light. Photons are detected by position-sensitive sensors of individual photons. Background radiation causes damage to the crystal lattice of semiconductor detectors, which leads to an increase in dark current, that acts as a source of noise to our detected signal.

The purpose of the task is to assess the impact of radiation on the operation of the identification system by analyzing the supply currents of 420 hybrid avalanche photodiodes (HAPD) and to compare the obtained measurements with the expected values. We will also do a review of sensors that have been masked due to malfunctions.

Keywords: HAPD, semiconductor detectors, radiation damage, dark current, ARICH

Kazalo

Seznam slik	11
Seznam tabel	15
1 Uvod	17
1.1 Belle II eksperiment	17
1.2 ARICH	19
2 Polprevodniki	23
2.1 Čisti polprevodniki	23
2.2 Dopirani polprevodniki	25
2.3 Polprevodniški detektorji	26
3 Vpliv sevanja na silicijeve polprevodnike	29
3.1 Poškodbe kristalne strukture	29
3.2 Površinske poškodbe	31
3.3 Spremembe zaradi obsevanja	32
3.3.1 Energijski nivoji v pasovni reži	32
3.3.2 Inverzija tipa polprevodnika	33
3.4 Okrevanje	33
4 Hibridne plazovne fotodiode	35
4.1 Detekcija fotonov	35
4.2 Odziv na sevanje	38
5 Študij temnih tokov v HAPD	41
5.1 Izbor podatkov	42
5.1.1 Določitev prirastka temnega toka	43
5.2 Izklopljeni detektorji	44
5.3 Temni tok	48
5.3.1 Učinki sevanja po koncentričnih krogih HAPD	52
5.3.2 Temni tok netipičnih detektorjev	54
6 Zaključek	61
7 Literatura	63

Seznam slik

1.1	Bližnji pogled na eksperiment Belle II, na katerem so vidni različni detektorski sistemi, kot tudi smeri pospešenih delcev in njihove energije [1].	18
1.2	Princip ločevanja pionov/kaonov za detektor ARICH. Čerenkovovi fotoni iz kaonov so prikazani s polno črto, črtkana črta pa predstavlja fotone iz pionov. Povzeto po [2].	19
1.3	Primerjava med aerogelom z enim lomnim količnikom in aerogelom z več lomnimi količniki. Slednji doseže učinek fokusiranja, ki vodi do izboljšane ločljivosti Čerenkovega kota. Povzeto po [3].	20
1.4	Slika in shema z označenimi dimenzijami HAPD. Vzeta iz [2].	21
2.1	Energijska pasovna struktura izolatorjev, polprevodnikov in prevodnikov. Energijski pasovi so območja diskretnih energijskih nivojev, ki so zelo blizu drug drugemu. Vzeto iz [4].	23
2.2	Silicijeva rešetka pred vzburjenjem elektrona iz valenčnega v prevodni pas(a) in po vzburjenju(b). Povzeto po [4].	24
2.3	(a) polprevodnik tipa n (dodani donorji), (b) polprevodnik tipa p (dodani akceptorji). Povzeto iz [4].	25
2.4	n-tip polprevodnika ter p-tip polprevodnika v termičnem ravnovesju, pred (a) in po (b) p-n spoju. Vzeto iz [5].	26
2.5	I-V karakteristika p-n spoja. Za jasnejši prikaz so osi različno skalirane, direktni tok je veliko večji od temnega toka. "Koleni" za silicij je pri 0.7 V, zaporna prebojna napetost pa je okoli -300 V. Povzeto iz [6].	28
3.1	Prikaz točkovnih defektov v dvodimenzionalni silicijevi kristalni mreži. Tudi nečistoče oziroma dopanti so lahko iz svojega mesta izmknjeni, pri čemer pustijo za sabo praznino. Vzeto iz [5].	29
3.2	Različne vrste energijskih nivojev, ki nastanejo zaradi sevalnih poškodb kristalne strukture. Vzeto iz [7].	32
3.3	Odvisnost efektivnega dopiranja N_{eff} od fluence za n-tip polprevodnika obsevanega z 1 MeV nevtroni ter 1.8 MeV elektroni. Vzeto iz [5].	33
4.1	Prikaz obeh mehanizmov elektronskega ojačanja v HAPD: (a) bombardno ojačanje, (b) plazovno ojačanje. Povzeto iz [2].	36
4.2	Prikaz bombardnega ojačanja kot funkcija visoke napetosti. Vzeto iz [8].	36
4.3	Prikaz plazovnega ojačanja kot funkcija zaporne napetosti. Vzeto iz [8].	36

4.4	Porazdelitev po višini impulzov na HAPD v primeru osvetlitve z mo- dro LED [2].	37
4.5	Sprememba temnega toka zaradi nevtronskega sevanja [9].	38
4.6	Odvisnost temnega toka od zaporne napetosti pred obsevanjem in po njem [2].	39
4.7	Porazdelitev po višini impulzov na HAPD pred obsevanjem in po njem [9].	39
5.1	Skupna integrirana luminoznost ter zabeležena integrirana lumino- znost na dnevni ravni. Vzeto iz [10].	41
5.2	Številčenje HAPD v detektorski ravnini. Pogled v smeri curka elek- tronov.	42
5.3	Časovna odvisnost temnega toka na HAPD številka 27D z označenimi statusi.	43
5.4	Časovna odvisnost temnega toka za APD čip 27D s skupnim prirast- kom temnega toka za $0.451551 \mu A$	43
5.5	Izklopljeni detektorji v HAPD ravnini.	44
5.6	Časovna odvisnost temnega toka na APD čipu 228C, ki je bil izklo- pljen zaradi okvare zaščitnega obroča.	45
5.7	Časovna odvisnost temnega toka na APD čipu 411A, ki je bil izklo- pljen zaradi okvare visokonapetostnega napajanja.	45
5.8	Primeri okvarjenih APD čipov 365A(a), 54C(b), 44B(c).	46
5.9	Časovna odvisnost temnega toka APD čipa 249C. Zmanjšanje za- porne napetosti na 175 V pri 56. tednu privede do padca temnega toka.	47
5.10	Časovne odvisnosti temnih tokov na APD čipih 249A (a), 249B (b), 249D (c) s stabilnejšim tokom po 55. tednu.	47
5.11	Prirastek temnih tokov v celotnem obdobju delovanja, prikazan v ravnini detektorjev.	49
5.12	Porazdelitev po prirastku temnih tokov za celotno obdobje delovanja za vseh 420 HAPD.	49
5.13	Prirastek temnih tokov prikazan v ravnini detektorjev za posamezna časovna obdobja: (a) 28.2.2019-29.6.2019, (b) 18.9.2019-22.12.2019, (c) 14.2.2020-06.7.2020, (d) 6.10.2020-20.12.2020, (e) 10.2.2021-11.7.2021, (f) 12.10.2021-26.12.2021, (g) 07.2.2022-24.6.2022.	50
5.14	Porazdelitev po prirastku temnih tokov za vseh 420 HAPD za po- samezna časovna obdobja: (a) 28.2.2019-29.6.2019, (b) 18.9.2019- 22.12.2019, (c) 14.2.2020-06.7.2020, (d) 6.10.2020-20.12.2020, (e) 10.2.2021- 11.7.2021, (f) 12.10.2021-26.12.2021, (g) 07.2.2022-24.6.2022.	51
5.15	Pričakovane fluence nevtronov z označenimi sevalnimi prispevki. Si- mulirani pri polni zeleni luminoznosti (a) ter nato skalirani na trenu- tno luminoznost (b) [11].	52
5.16	Porazdelitev po prirastku temnih tokov v koncentričnih krogih za celotno obdobje analize.	53
5.17	Povprečja temnih tokov ter ocenjene fluence nevtronov po koncen- tričnih krogih HAPD.	54
5.18	Prikaz temnega toka na detektorju za celoten interval prirastkov. Ne- tipični detektorji močno izstopajo.	55

5.19	Izkoristek za identifikacijo kaonov kot funkcija gibalne količine pri 10 % stopnji napačne identifikacije pionov za različne deleže delujočih HAPD [9]. Simulacija je bila izvedena pri nominalnem ozadju (<i>ang. BG - background</i>).	55
5.20	Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 13A (a), 91D (b), 150A (c) z največjimi nenadnimi skoki v temnih tokovih.	57
5.21	Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 117B (a), 238A (b), 79D (c) z največjim prirastkom temnega toka glede na prileganje linearnih funkcij.	58
5.22	Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 35D (a), 298B (b), 345B (c) z največjim padcem temnega toka glede na prileganje linearnih funkcij.	59

Seznam tabel

3.1	Prikaz lastnosti interakcij 1 MeV delcev s silicijem. T_{max} je maksimalna energija, ki se lahko prenese pri interakciji, T_{av} je povprečna prenesena energija, E_{min} pa minimalna energija za nastanek točkovnih defetov ter skupin defektov[5].	30
3.2	Značilnosti pogostih defektov v silicijevem kristalu s podrobnostmi o njihovih nabitih stanjih, energijskih ravneh glede na prevodni in valenčni pas ter temperaturah okrevanja. Vzeto iz [5].	31
4.1	HAPD-specifikacije. Vzeto iz [2].	37
5.1	Izklopljeni detektorji, razporejeni po kategorijah vzrokov.	44
5.2	Prikaz povprečnega povečanja temnega toka ter območja z največjim prirastkom temnega toka v detektorski ravnini znotraj posameznega časovnega obdobja. V tabeli se sklicujemo na slike 5.13, 5.14.	48
5.3	Prirastki temnih tokov v posameznih obdobjih ter v celotnem obdobju delovanja. Prikazani so tisti detektorji, ki od povprečja najbolj odstopajo.	56

1. Uvod

Raziskave na področju eksperimentalne fizike osnovnih delcev potekajo tako, da delce pospešimo v pospeševalniku, jih trčimo med sabo ali v tarčo in nato opazujemo njihove razpadne produkte. Takšen eksperiment predstavlja tudi Belle II, katerega glavni namen je preučevanje redkih razpadov B, D in τ z uporabo trkalnika elektronov in pozitronov. Belle II vsebuje različne sisteme za sledenje in identifikacijo delcev. Eden izmed njih je detektor obročev Čerenkova (ARICH), ki je namenjen identifikaciji hitrih nabitih delcev. Kadar se ti gibljejo skozi medij hitreje od svetlobne hitrosti, sevajo Čerenkove fotone, ki jih zaznamo s hibridnimi plazovnimi fotodiodami (HAPD). HAPD so polprevodniški detektorji in so občutljivi na sevalne poškodbe, ki spremenijo njihove lastnosti. Osrednji namen magistrske naloge je preučiti vpliv teh poškodb na delovanje HAPD.

V prvem delu magistrskega dela bomo na kratko predstavili Belle II eksperiment s poudarkom na detektorju ARICH. Omenili bomo pomembnost ločevanja nabitih pionov in kaonov ter zahteve, ki jim morajo ustrezati HAPD. Sledilo bo poglavje o osnovah polprevodniških detektorjev, kjer bomo podrobneje predstavili pn stik ter ojačevanje signala v hibridnih plazovnih fotodiodah (APD). V tretjem poglavju bomo predstavili poškodbe, ki nastanejo zaradi obsevanja polprevodniških detektorjev. V četrtem poglavju bomo vsa pridobljena znanja združili ter predstavili delovanje HAPD in rezultate testov obsevanja, ki so bili narejeni med razvojem.

V zadnjem poglavju bomo predstavili rezultate statistične analize temnega toka v HAPD, ki zaradi obsevanja sčasoma narašča. Preverili bomo, ali njegov prirastek ustreza predvidenim rezultatom iz testov obsevanja. Prikazali bomo tudi HAPD, pri katerih je prišlo do okvar, ter presodili, če to znatno vpliva na identifikacijo kaonov ter pionov.

1.1 Belle II eksperiment

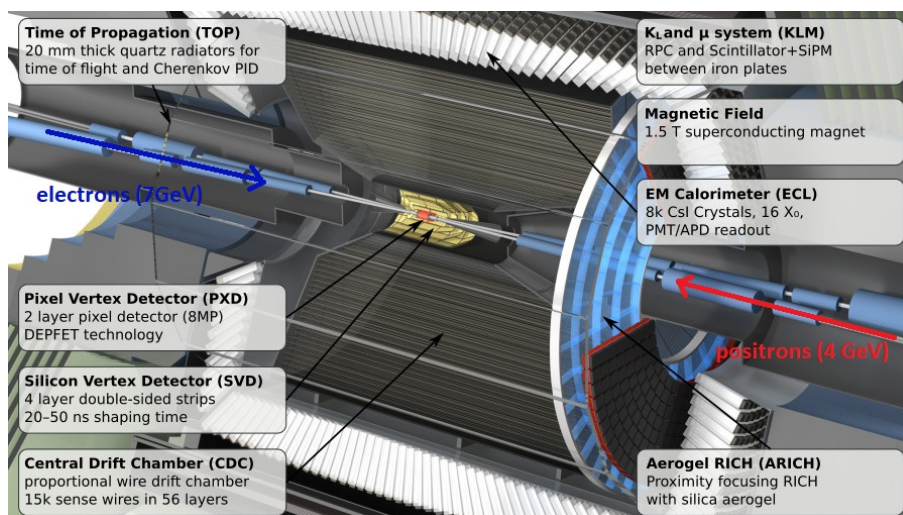
Eksperiment Belle II, ki se nahaja v laboratoriju KEK v Tsukubi, Japonska, predstavlja nadgradnjo prejšnjega eksperimenta Belle. Z uporabo nadgrajenega trkalnika SuperKEKB in naprednega detekcijskega sistema namerava Belle II zbrati podatke z integrirano luminoznostjo 50 ab^{-1} . Med glavnimi raziskovalnimi cilji eksperimenta so: proučevanje kotov unitarnega trikotnika in elementov CKM matrike; iskanje nevtralnega toka, ki lahko spreminja okuse kvarkov ($b \rightarrow s$) v višjem redu zank; preučevanje leptonskih (τ) razpadov; iskanje kandidatov za temno snov in preučevanje spektroskopije hadronov ter kvarkonijev. Elektroni in pozitroni so pospešeni do gibalnih količin $7 \text{ GeV}/c$ oziroma $4 \text{ GeV}/c$, nato pa trčijo v čelnem trku z energijo masnega središča 10.58 GeV . Ta energija ustreza masi resonance $Y(4S)$, ki razpade na mezone B [12].

Delci, ki nastanejo blizu interakcijske točke, so kratkoživi in razpadejo preden jih lahko direktno zaznamo. Identificiramo jih po njihovih razpadnih produktih. Belle

II je opremljen z naborom naprednih detektorjev (slika 1.1), ki prepoznajo delce po njihovih edinstvenih lastnostih, kot so masa, naboj in način razpada. Detektorji so postavljeni okoli žarkovne cevi v slednjem vrstnem redu:

- Detektor verteksov (VXD): Sestavljen iz silicijevega verteks detektorja (SVD) ter pixel detektorja (PXD). Nahaja se tik ob žarkovni cevi, najbližje interakcijski točki. Njegov namen je z natančnimi meritvami pozicije delcev določiti točko njihovega nastanka (tj. verteks).
- Centralna potovalna komora (CDC): Obdaja VXD. Uporabljena je za merjenje sledi od ionizirajočih nabitih delcev v plinu $He+C_2H_6$. Visoko magnetno polje (1.5 T) povzroči, da imajo nabiti delci krožno trajektorijo zaradi Lorentzove sile. Polmer te trajektorije uporabimo za izračun gibalne količine delca $p_t = eBR$.
- TOP: Detektor sevanja Čerenkova. Omogoča identifikacijo delcev z merjenjem časa potovanja fotonov v kvarčnih ploščah.
- ARICH: Detektor obročev Čerenkova, ki uporablja aerogel kot sevalni medij. Nahaja se v smeri naprej glede na elektronski žarek.
- Elektromagnetni kalorimeter: Obdaja TOP in ARICH. Uporabljen je za meritev energije elektronov in fotonov. Sestavljen je iz 8000 scintilacijskih kristalov iz CsI . Količina nastale svetlobe je odvisna od energije delca, ki v detektorju sproži elektromagnetni pljusk.
- KLM: Sistem za identifikacijo dolgo živečih nevtralnih kaonov K_L^0 ter muonov μ , ki ne interagirajo s preostankom detektorja. Detektor uporablja kombinacijo železnih absorpcijskih plošč in scintilacijskih trakov zaradi njihov edinstvenih penetracijskih in razpadnih lastnosti.

Berilijeva žarkovna cev je tanka in ima veliko radiacijsko dolžino, da povzroči čim manjše energijske izgube delcev, preden jih je mogoče zaznati [1].



Slika 1.1: Bližnji pogled na eksperiment Belle II, na katerem so vidni različni detektorski sistemi, kot tudi smeri pospešenih delcev in njihove energije [1].

1.2 ARICH

Cilj eksperimenta Belle II je raziskovanje redkih razpadov B, D in τ ter iskanje odstopanj od standardnega modela (SM). Eden izmed preučevanih razpadov je $B \rightarrow \rho\gamma$ ($\rho \rightarrow \pi\pi$), ki je v SM močno potlačen. Eksperimentalna potrditev delcev bi pomenila, da k procesu prispevajo zanke višjih redov, ki jih SM ne predvideva. V tem kontekstu razpad $B \rightarrow K^*\gamma$ ($K^* \rightarrow K\pi$) predstavlja ozadje, saj ima podobne razpadne produkte, ki ustvarijo primerljiv signal. Za razločevanje med tema dvema razpadoma je ključna identifikacija delcev v končnem stanju. Detektor ARICH je namenjen ločevanju nabitih kaonov in pionov z gibalnimi količinami do 4 GeV/c, ki letijo v smeri naprej glede na elektronski žarek [2]. Zaradi asimetričnih energij trkalnih žarkov so delci pospešeni v smer detektorja ARICH in podoben detektor v smeri nazaj ne bi bistveno prispeval k učinkovitosti ločevanja.

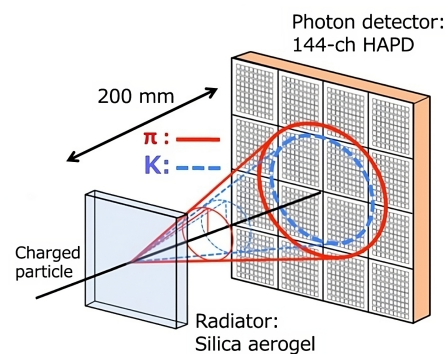
Pomemben element v zasnovi ARICH je primankljaj zrcalnega sistema za fokusiranje, ki je ponavadi uporabljen pri detektorjih obročev Čerenkova. ARICH sestavlja 248 aerogelnih ploščic, ki služijo kot sevalni medij, in 420 fotodetektorjev. Ko se nabiti delec giblje skozi medij hitreje od svetlobne hitrosti, emitira fotone pod Čerenkovovim kotom θ_C

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n(\lambda)}, \quad (1.1)$$

kjer je n lomni količnik medija. Če poznamo gibalno količino p nabitega delca, lahko izračunamo njegovo maso in ga posledično identificiramo z naslednjo enačbo:

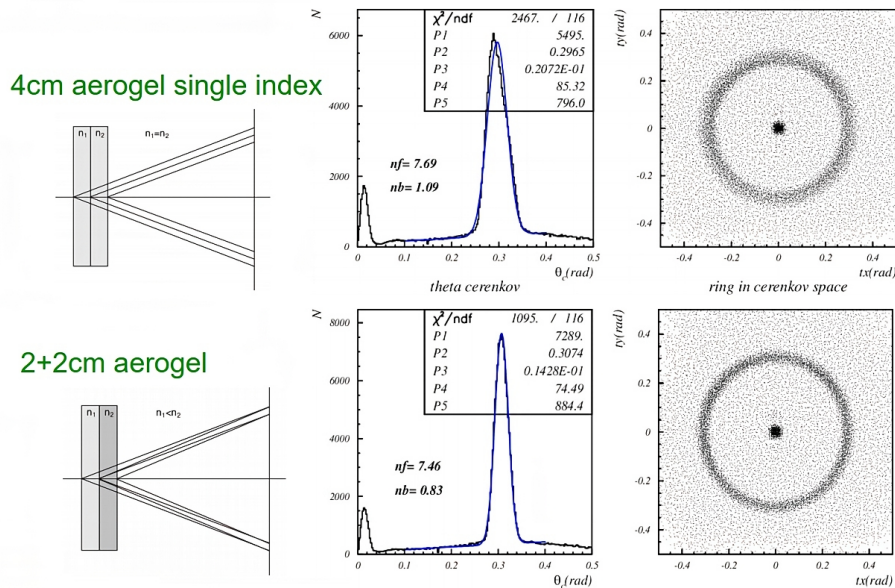
$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2\theta_c - 1}. \quad (1.2)$$

Izsevani fotoni opišejo stožčasto obliko, ki jo nato prestreže ravnina detektorjev, zaradi česar se na ravnini detektorja oblikuje obroč, katerega polmer je odvisen od izsevanega kota. Ker imajo pioni in kaoni različne mase, oddajajo Čerenkove fotone pod različnimi Čerenkovimi koti pri potovanju z enako gibalno količino (slika 1.2). Pri gibalni količini delca $p = 4$ GeV/c in lomnim količnikom aerogela $n = 1.05$ je razlika v Čerenkovih kotih med pioni in kaoni 23 mrad. Ker so fotodetektorji od aerogelnih ploščic oddaljeni približno 200 mm, je razlika v polmerih približno 5 mm, kar je omejitev za prostorsko ločljivost naših fotodetektorjev.



Slika 1.2: Princip ločevanja pionov/kaonov za detektor ARICH. Čerenkovovi fotoni iz kaonov so prikazani s polno črto, črtkana črta pa predstavlja fotone iz pionov. Povzeto po [2].

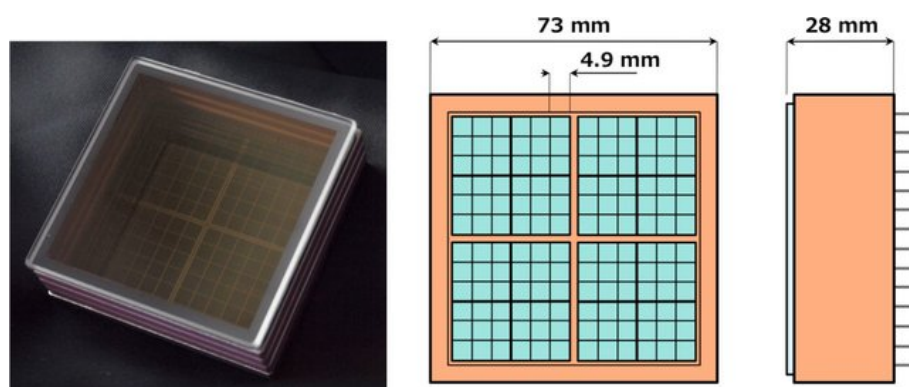
Čeprav delec v sevalnem mediju seva fotone pod istim Čerenkovim kotom, se ti lahko znajdejo na različnih mestih na ravnini detektorja glede na mesto nastanka. Učinek je poznan kot negotovost točke emisije. Z večanjem debeline sevalnega medija se poveča število izsevanih fotonov, vendar se poslabša tudi ločljivost takšnega detektorja. To lahko delno rešimo s tem, da namesto ene ploščice aerogela uporabimo dve z različnima lomnima količnikoma, kar doseže učinek fokusiranja (slika 1.3). Pri drugih detektorjih obročev Čerenkova (npr. pri LHCb) je učinek fokusiranja dosežen z uporabo zrcal, ki pa v našem primeru zaradi omejenega prostora niso bila primerna.



Slika 1.3: Primerjava med aerogelom z enim lomnim količnikom in aerogelom z več lomnimi količniki. Slednji doseže učinek fokusiranja, ki vodi do izboljšane ločljivosti Čerenkovega kota. Povzeto po [3].

Med razvojem eksperimenta Belle II je bilo preverjenih več vrst fotodetektorjev. Izmed vseh so se hibridni plazovni fotonski detektorji (HAPD) izkazali za najbolj primerne. Sestavljeni so iz fotokatode, vakuumske cevi in štirih plazovnih fotodiod (APD), segmentiranih na 6×6 kanalov. Vsak kanal meri $4.9 \times 4.9 \text{ mm}^2$, kar ustreza potrebni ločljivosti za ločevanje nabitih kaonov in pionov. Hibridni plazovni fotonski detektorji imajo dva ločena procesa ojačitve signala, zato so sposobni detekcije posameznih fotonov (podrobneje o tem v poglavju 4). Za razliko od navadnih fotopomnoževalk, ki temeljijo na dinodnem sistemu, so HAPD odporni na $1.5 T$ visoko magnetno polje. Razporejeni so v 7 koncentričnih območij (slika 1.1) in nam podajo dvodimenzionalno informacijo o položaju znanega fotona [2]. Shematski prikazi in dimenzije HAPD so prikazane na sliki 1.2.

Plazovne fotodiode (APD) so polprevodniški detektorji. Obsevanje lahko povzroči spremembe v njihovi kristalni strukturi in površini, kar vpliva na njihovo delovanje in posledično na učinkovitost ločevanja kaonov in pionov detektorskega sistema ARICH. Preden pa lahko podrobneje obravnavamo HAPD, je potrebno razumeti osnove polprevodniških detektorjev (poglavje 2) ter njihove spremembe po obsevanju (poglavje 3).

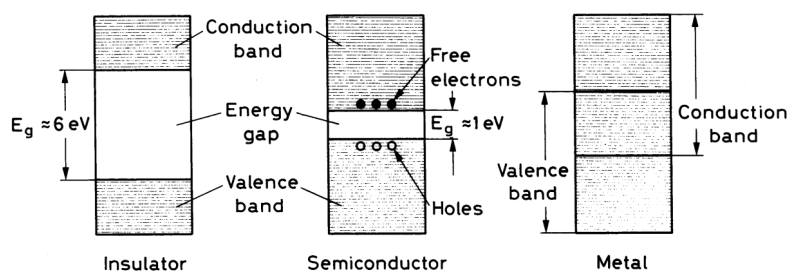


Slika 1.4: Slika in shema z označenimi dimenzijami HAPD. Vzeta iz [2].

2. Polprevodniki

Električne lastnosti polprevodnikov izhajajo iz njihove elektronske pasovne strukture, ki opisuje dovoljene in nedovoljene energijske ravni v materialu. Materiali se na podlagi pasovne strukture in prevodnosti delijo na prevodnike, polprevodnike in izolatorje (slika 2.1).

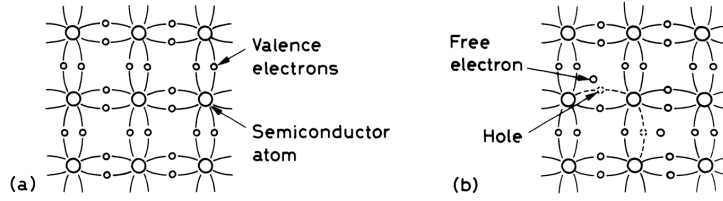
Energijska reža, ki ločuje prevodni in valenčni pas, predstavlja niz energijskih nivojev, ki v materialu niso dovoljeni. Medtem ko imajo polprevodniki kot silicij in germanij majhne energijske reže ($E_g^{Si} = 1.12 \text{ eV}$, $E_g^{Ge} = 0.66 \text{ eV}$), so te vrzeli v izolatorjih, kot je SiO_2 , precej večje ($E_g^{SiO_2} \approx 9 \text{ eV}$). Pojav nečistoč ali poškodb zaradi sevanja lahko ustvari dodatne energijske nivoje znotraj te vrzeli, kar vpliva na lastnosti polprevodnikov. Silicij je v detekciji delcev pogosto izbira zaradi svoje termične odpornosti v primerjavi z germanijem, sposobnosti tvorjenja kakovostnega izolatorja SiO_2 ob stiku z zrakom in zaradi njegove pogosti v naravi, ki zagotavlja njegovo cenovno dostopnost.



Slika 2.1: Energijska pasovna struktura izolatorjev, polprevodnikov in prevodnikov. Energijski pasovi so območja diskretnih energijskih nivojev, ki so zelo blizu drug drugemu. Vzeto iz [4].

2.1 Čisti polprevodniki

V trdnem stanju ima silicij diamantno kubično kristalno strukturo. Vsak silicijev atom ima štiri valenčne elektrone, ki sodelujejo pri tvorbi kovalentnih vezi s sosednjimi atomi (slika 2.2). Pri sobni temperaturi imajo elektroni v valenčnem pasu dovolj termične energije, da prestopijo energijsko režo in se premaknejo v prevodni pas. Pri tem pa na njihovem točno določenem mestu ostanejo vrzeli. Vrzeli se lahko rekombinirajo s sosednjimi valenčnimi elektroni, pri čemer na sosednjem mestu ostane vrzel. To se lahko ponovi, zaradi česar se zdi, da se vrzel premika skozi kristal. V polprevodniku torej dobimo tok električnega toka zaradi dveh vrst nabojev; eden je posledica prostih elektronov v prevodnem pasu, drugi pa posledica gibanja vrzeli v valenčnem pasu. Preskok energijske reže lahko povzročijo tudi drugi procesi, kot na primer optično vzbujenje ter ionizacija nabitih delcev [4].



Slika 2.2: Silicijeva rešetka pred vzbujenjem elektrona iz valenčnega v prevodni pas(a) in po vzbujenju(b). Povzeto po [4].

Gostoto prostih elektronov in vrzeli lahko ocenimo z uporabo Fermi-Diracove funkcije, ki določi verjetnost za zasedenost elektronskega stanja z energijo E :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}, \quad (2.1)$$

kjer je k Boltzmanova konstanta, T temperatura, E_F pa Fermijeva energija, pri kateri je verjetnost za zasedenost stanja enaka eni polovici. Z integracijo produkta verjetnosti za zasedenost stanj ter gostote stanj čez prevodni pas lahko dobimo gostoto prostih elektronov:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_C-E_F}{kt}} = N_C e^{-\frac{E_C-E_F}{kt}}. \quad (2.2)$$

Podobno, za gostoto prostih vrzeli velja

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F-E_V}{kt}} = N_V e^{-\frac{E_F-E_V}{kt}}, \quad (2.3)$$

kjer sta N_C ter N_V efektivni gostoti stanj v prevodnem in valenčnem pasu. Fermijevo energijo za čiste polprevodnike lahko določimo iz pogoja, da je koncentracija elektronov in vrzeli enaka ($n = p = n_i$), saj je polprevodnik električno nevtralen:

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + 3\frac{kT}{4} \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right), \quad (2.4)$$

Fermijeva energija se nahaja blizu sredine energijske reže, odstopanje pa je posledica razlike v efektivnih masah elektronov (m_n) in vrzeli (m_p). Produkt gostot prostih elektronov in vrzeli

$$n \cdot p = N_C N_V e^{-\frac{E_C-E_V}{kt}} = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kt}} \quad (2.5)$$

ima odvisnost le od velikosti energijske reže E_g in ne od Fermijeve energije E_F . Fermijevo energijo čistega polprevodnika bomo v nadaljnjem označevali z E_i (i - intrinsic).

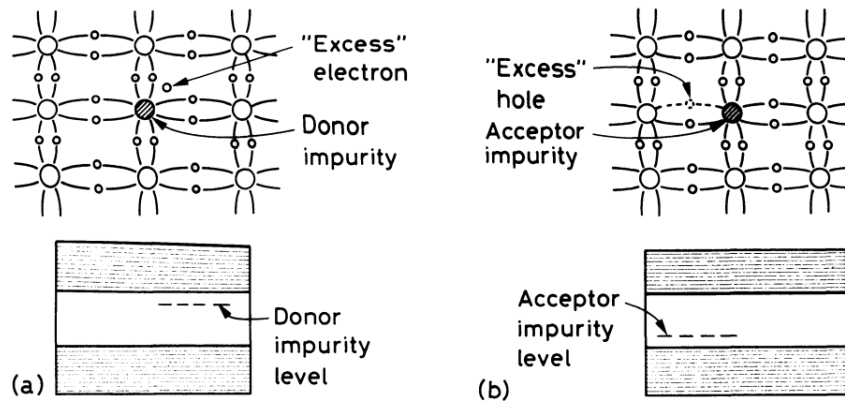
V polprevodniku ves čas termično nastajajo novi pari elektronov in vrzeli. Če je polprevodnik v termičnem ravnovesju, je hitrost nastanka novih parov enaka hitrosti rekombinaciji parov. Produkt gostot prostih elektronov in vrzeli je takrat enak

$$n \cdot p = n_i^2, \quad (2.6)$$

kjer je n_i intrinzična koncentracija polprevodnika [5].

2.2 Dopirani polprevodniki

Silicijevi mreži lahko dodamo zunanje primesi in tako spremenimo njeno prevodnost. Z dodajanjem petvalentnih ali trivalentnih atomov in njihovim vključevanjem v kristalno mrežo ustvarimo dopirane polprevodnike. Ker je silicij tetravalenten, s tem vnesemo dodatne elektrone ali vrzeli in ustvarimo dodatna energijska stanja v energijski reži, ki so lahko donorske (E_D) ali akceptorske (E_A) vrste (slika 2.3).



Slika 2.3: (a) polprevodnik tipa n (dodani donorji), (b) polprevodnik tipa p (dodani akceptorji). Povzeto iz [4].

Donorski energijski nivoji se nahajajo blizu prevodnega pasu. V primeru fosforja ($E_C - E_D = 0.045$ eV) je energijska špranja med njima tako majhna, da se dodatni elektroni toplotno vzbudijo v prevodni pas, kar izboljša prevodnost z več prostimi elektroni in hkrati zmanjša koncentracijo lukenj, saj z njimi rekombinirajo. Ta vrsta polprevodnika je znana kot polprevodnik tipa n , kjer so večinski nosilci naboja elektroni. Po dopiranju je koncentracija večinskega nosilca v polprevodniku tipa n približno določena s koncentracijo donorja N_D

$$n \approx N_D. \quad (2.7)$$

Fermijeva energija se premakne od intrinzične energije proti prevodnemu pasu:

$$E_F \approx E_C - kT \ln(N_C/N_D). \quad (2.8)$$

Nasprotno velja za polprevodnike tipa p . Elektroni se lahko toplotno vzbudijo iz valenčnega pasu na bližnji akceptorski energijski nivo od dodane nečistoče. Pri tem ostanejo dodatne vrzeli, od katerih lahko nekatere rekombinirajo s prostimi elektroni v prevodnem pasu. Večina nosilcev naboja v polprevodniku tipa p so torej vrzeli. Njihova koncentracija je določena s koncentracijo akceptorja N_A

$$p \approx N_A, \quad (2.9)$$

Fermijeva energija pa se premakne proti valenčnemu pasu

$$E_F \approx E_V + kT \ln(N_V/N_A). \quad (2.10)$$

Tako akceptorski kot donorski energijski nivo sta znana kot plitva energijska nivoja [4][5].

V toplotnem ravnovesju je produkt koncentracij elektronov in vrzeli enak, ne glede na vrsto dopanta:

$$n \cdot p = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2. \quad (2.11)$$

To pomeni, da povečanje števila večinskih nosilcev naboja (elektronov pri n -tipu in vrzeli pri p -tipu) spremlja zmanjšanje števila manjšinskih nosilcev naboja. V polprevodnikih tipa n lahko koncentracijo manjšinskih nosilcev (vrzeli) izračunamo kot:

$$p = n_i^2 / N_D, \quad (2.12)$$

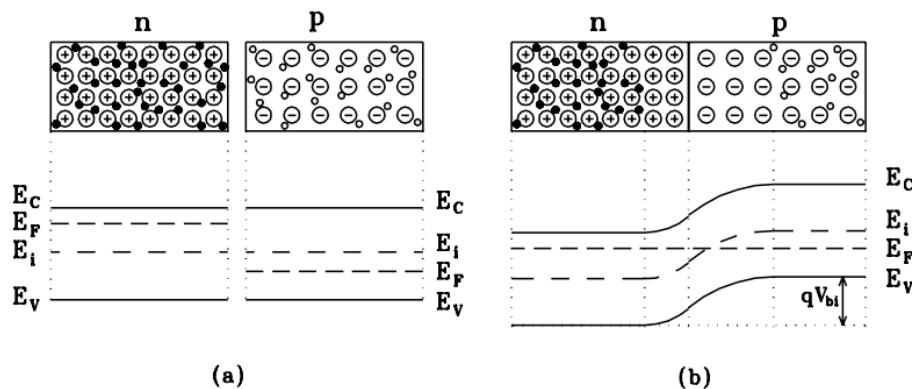
v polprevodnikih tipa p pa lahko koncentracijo manjšinskih nosilcev (elektronov) izračunamo kot:

$$n = n_i^2 / N_A. \quad (2.13)$$

2.3 Polprevodniški detektorji

Polprevodniki lahko služijo kot odlični detektorji, saj je njihova energijska reža (nekaj eV) mnogo manjša od ionizacijske energije sorodnih plinskih detektorjev (nekaj 10 eV). Imajo dobro energijsko resolucijo in posledično boljšo separacijo ozadja in signala. Zaradi visoke gostote (2.33 g/cm^3) polprevodniški material povzroča precejšnjo izgubo energije na enoto dolžine, ki jo prepotuje ionizirajoči delec. To omogoča izdelavo tanjših detektorjev. Velika mobilnost elektronov in vrzeli omogoča hitro zbiranje naboja oziroma signala [5].

Polprevodnike je mogoče uporabiti kot detektorje ionizirajočih delcev z uporabo p-n spoja (diode), ki ga ustvarimo z dopiranjem ene strani polprevodnika n -tipa z nečistočami p -tipa. Razlika v začetni koncentraciji elektronov in vrzeli med obema stranema sproži difuzijo elektronov proti p -strani in vrzeli proti n -strani. Med migracijo elektroni in vrzeli rekombinirajo na spoju, kjer nastane območje brez prostih nosilcev naboja, znano kot osiromašeno območje. Negativni in pozitivni ioni, ki so fiksirani v mreži, ostanejo, kar povzroči nastanek električnega polja in potencialne pregrade (za Si približno 0.7 V) v osiromašenem območju, ki ovira nadaljnjo difuzijo večinskih nosilcev. Manjšinski nosilci naboja še vedno lahko prečkajo osiromašeno območje, saj za njih to predstavlja potencialni padec, kar prispeva k temnemu toku [4].



Slika 2.4: n -tip polprevodnika ter p -tip polprevodnika v termičnem ravnovesju, pred (a) in po (b) p-n spoju. Vzeto iz [5].

Potencialni skok v osiromašenem območju V_0 je mogoče količinsko opredeliti z enačbo

$$V_0 = \frac{kT}{e_0} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (2.14)$$

kjer sta N_A in N_D akceptorska oziroma donorska koncentracija dopinga. Enačba izhaja iz zahteve po toplotnem ravnovesju, kjer mora biti Fermijev nivo konstanten v celotnem polprevodniku, kar vodi do upogibanja energijskih pasov in nastanka potencialne pregrade (slika 2.4). Omeniti velja, da ta enačba predpostavlja popolno ionizacijo dopantov in enakomerno porazdelitev dopantov v vsaki regiji [5]. Potencialna razlika določi širino osiromašenega območja. Ocenimo jo lahko s formulo

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} V_0}, \quad (2.15)$$

kjer je ϵ permitivnost materiala. Enačba je izpeljana ob predpostavkah enakomernega dopiranja, enodimenzionalne geometrije, nenadnega spoja in popolne ionizacije dopantov. Za poglobljeno izpeljavo priporočam vira [4] ter [5]. Z dodatkom zunanje napetosti (V) lahko spremenimo zaporni potencial ter širino osiromašenega območja

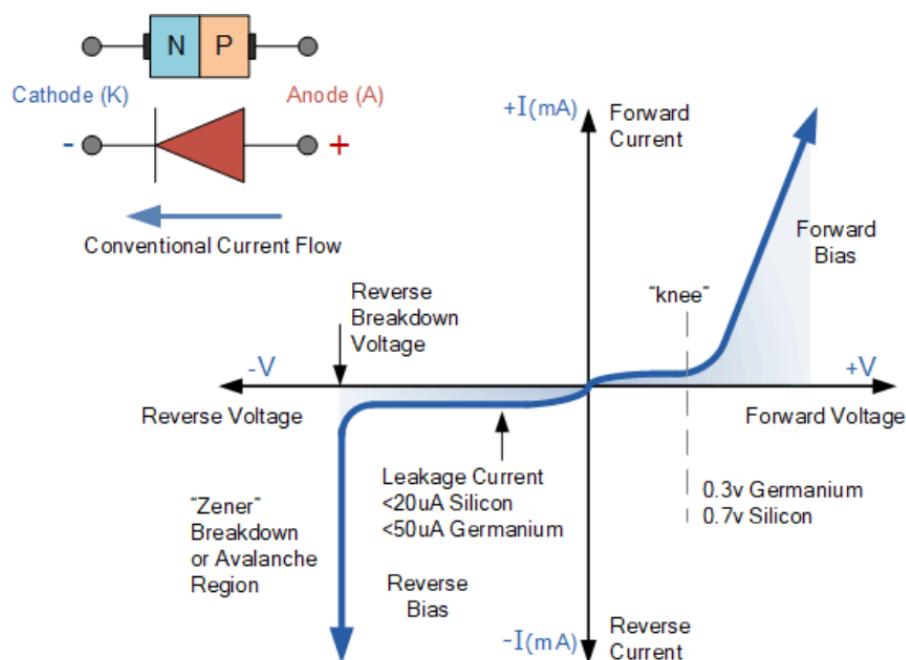
$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_0 + V)} \quad (2.16)$$

in s tem vplivamo na lastnosti spoja.

S priključkom pozitivne napetosti na p -stran in negativne napetosti na n -stran ustvarimo zunanjo električno polje, ki deluje proti lastnemu polju p-n stika. Efektivna potencialna bariera in širina osiromašenega območja se zmanjšata. Ko pa je zunanja napetost večja od vgrajene potencialne pregrade (za silicij 0.7 V), lahko večinski nosilci naboja prečkajo osiromašeno območje in potujejo proti nasprotno nabitim p/n priključkom. Rezultat je enosmerni direktni tok, ki pa se z večanjem zunanje napetosti veča (slika 2.5). To služi kot temelj usmerjevalnih diod in tranzistorskega ojačevanja.

Osiromašeno območje je v polprevodniškem detektorju ključno za zaznavanje ionizirajočih delcev, saj se novo nastali par elektron/vrzel zaradi velikega električnega polja loči, preden se rekombinira. V ta namen se doda na p-n stik napetost v zaporni smeri. S priključkom negativne napetosti na p -stran in pozitivne napetosti na n -stran povzročimo privlačnost elektronov in vrzeli proti nasprotno nabitim priključkom stran od stika, pri čemer se osiromašeno območje razširi. Potencialna bariera ter električno polje se povečata. Kadar pa zaporna napetost prekorači prebojno napetost, začne p-n stik spet prevajati (slika 2.5) [4].

Pari elektron/vrzel so v osiromašenem območju pospešeni z električnim poljem, kar poveča njihovo kinetično energijo. Med gibanjem se pogosto sipajo na nečistočah v kristalu ter na vibracijah kristalne mreže. Pri majhnih kinetičnih energijah se energija pri trku porabi za vibracijo kristalne rešetke, na kar so elektroni in vrzeli ponovno pospešeni. Pri velikih električnih poljih (prebojna napetost) pa je kinetične energije dovolj, da oba nosilca naboja pri trku ustvarita sekundarni par elektron/vrzel, ki pa je potem ponovno pospešen. To privede do eksponentnega pomnoževanja naboja (plaz), ki lahko povzroči okvaro detektorja. Ta učinek lahko uporabimo na nadzorovan način za ojačanje signala, kot to naredimo v plazovnih fotodiodah (APD), ki delujejo tik pod prebojno napetostjo. Verjetnost za nastanek



Slika 2.5: I-V karakteristika p-n spoja. Za jasnejši prikaz so osi različno skalirane, direktni tok je veliko večji od temnega toka. "Koleni" za silicij je pri 0.7 V, zaporna prebojna napetost pa je okoli -300 V. Povzeto iz [6].

sekundarnih parov je različna za elektrone in vrzeli, saj se razlikujejo v efektivni masi in posledično v dobljeni kinetični energiji. Pri primerni količini električnega polja lahko dosežemo, da samo ena vrsta nosilcev naboja (elektroni v siliciju) ustvari sekundarne pare. V tem primeru lahko dosežemo faktor pojačevanja 10-100, količina zbranega naboja v detektorju pa je sorazmerna z energijo ionizirajočega delca, ki ustvari primarne pare elektron-vrzel v osiromašenem območju, in s širino osiromašenega območja [5]

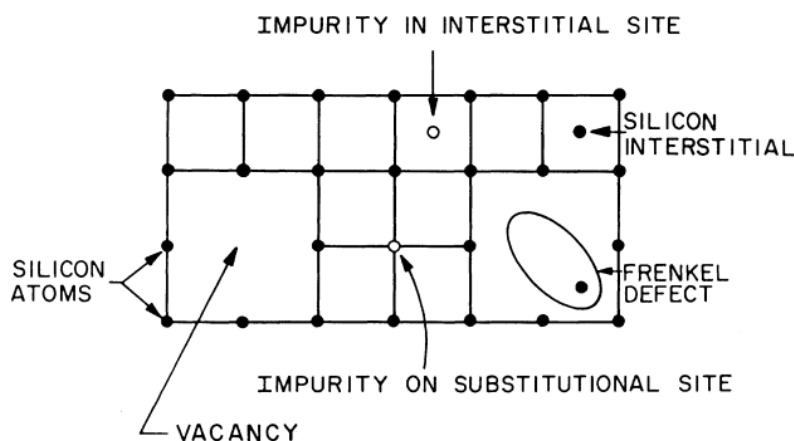
V primeru p-n stika z zaporno napetostjo imamo prisoten temni tok, ki ima več virov. Majhen delež k njemu prispeva tok manjšinskih nosilcev naboja, za katere osiromašeno območje predstavlja potencialni padec. Drugi vir je površinski tok, ki je posledica površinskih poškodb ter nečistoč. Tretji in tudi največji vir so termično vzbujeni pari elektron/vrzel v osiromašenem območju, poznan tudi kot generacijski tok. Slednji prispevek se poveča ob prisotnosti vmesnih energijskih nivojev v energijski reži, ki so posledica nečistoč ter poškodb kristalne rešetke zaradi sevanja. Pojav je še posebej izrazit v primeru plazovnih fotodiod, saj primarno vzbujeni pari sprožijo nadaljnje plazove. Temni tok deluje kot šum na izhodu detektorja, saj je prisoten tudi, ko skozi material ne potuje noben ionizirajoči delec. Omejuje najmanjši signal, ki ga je mogoče opazovati in zmanjšuje razmerje med signalnom in šumom [4]. V naslednjem poglavju bomo preučili, kako izpostavljenost sevanju dodatno spodbuja omenjene prispevke, ustvari nove energijske nivoje v pasovni reži ter s tem poslabša zmogljivost polprevodniških detektorjev.

3. Vpliv sevanja na silicijeve polprevodnike

Sevanje vpliva na strukturne ter električne lastnosti silicijevih polprevodnikov. V splošnem lahko efekte sevanja ločimo na poškodbo kristalne strukture ter površinske poškodbe.

3.1 Poškodbe kristalne strukture

Poškodbe kristalne strukture izvirajo iz interakcij med zunanjimi delci in atomi znotraj silicijeve mreže. Ko prenesena energija med to interakcijo preseže pragovno energijo za premik silicijevega atoma ($E_d^{Si} = 25$ eV), se atom izmakne s svojega izvornega mesta v kristalni mreži na vmesni položaj med ostalimi atomi in za seboj pusti praznino. Vrinjen atom (*ang. interstitial*) ter praznina (*ang. vacancy*) sta točkovna defekta, njune interakcije z drugimi defekti in atomi v mreži pa vodijo do nastanka kompleksnejših strukturnih napak. Če se izmaknjen atom nahaja ob praznini, tvorita Frenkelov par (slika 3.1).



Slika 3.1: Prikaz točkovnih defektov v dvodimenzionalni silicijevi kristalni mreži. Tudi nečistoče oziroma dopanti so lahko iz svojega mesta izmaknjeni, pri čemer pustijo za sabo praznino. Vzeto iz [5].

V tabeli 3.1 je prikazano, kako se količina prenesene energije med interakcijo s silicijem razlikuje glede na vrsto sevajočega delca z izhodiščno energijo 1 MeV. Med delci obstajajo razlike v sipalnih presekih za elastično sipanje na atomih silicija. Nabiti hadroni, kot so protoni, se zaradi odbojnih elektrostatskih sil med njimi in jedrom silicija redkeje elastično sipajo na atomskih jedrih in primarno interagirajo s Coulombovo interakcijo. V nasprotju s protoni se nevtroni, ki nimajo električnega

POGLAVJE 3. VPLIV SEVANJA NA SILICIJEVE POLPREVODNIKE

naboja, elastično sipajo neposredno z jedri atomov silicija, kar omogoča višji prenos energije. Zaradi tega imajo nevtroni mnogo večjo povprečno preneseno energijo ($T_{av} = 50$ keV) v primerjavi s protoni ($T_{av} = 210$ eV), čeprav je njihova maksimalna prenesena energija T_{max} primerljiva. Tako nevtroni pri povprečni interakciji lahko ustvarijo več točkovnih defektov, kar jih postavlja v ospredje kot glavne povzročitelje poškodb kristalne mreže silicija. Elektroni pa na silicijeve atome prenesejo le majhen delež svoje energije, saj se večina te energije porabi za procese ionizacije [5].

Tabela 3.1: Prikaz lastnosti interakcij 1 MeV delcev s silicijem. T_{max} je maksimalna energija, ki se lahko prenese pri interakciji, T_{av} je povprečna prenesena energija, E_{min} pa minimalna energija za nastanek točkovnih defektov ter skupin defektov[5].

Vrsta delca	Elektroni	Protoni	Nevtroni
Interakcija	Coulombovo sipanje	Coulombovo in sipanje na jedru	Elastično sipanje na jedru
T_{max} [eV]	155	133700	133900
T_{av} [eV]	46	210	50000
E_{min} [eV] točkovni defekt	260000	190	190
skupki defektov	4600000	15000	15000

Izmaknjeni atomi in praznine v siliciju niso trajni defekti. Pri sobni temperaturi se hitro premikajo, kar omogoča izmaknjenim atomom, da najdejo ter zapolnijo praznine, ali pa da prečkajo površino detektorja. Lahko pa se združijo z drugimi defekti ter nečistočami v kristalu in tvorijo trajnejše, bolj kompleksne strukture. V splošnem velja, da vsaka motnja periodičnosti kristalne rešetke povzroči nastanek energijskih nivojev znotraj pasovne reže ($E_g^{Si} = 1.12$ eV). Globoki energijski nivoji (blizu sredine reže) služijo kot rekombinacijski centri, medtem ko plitvi energijski nivoji (blizu valenčnega ter prevodnega pasu) služijo kot pasti za naboje.

V tabeli 3.2 so prikazane značilnosti pogostih defektov. Tabelo lahko najlažje razumemo na podlagi primerov: Izmaknjeni atomi (I) dodajo v energijsko režo dva globoka energijska nivoja. V kolikor nase vežejo prost elektron, lahko preidejo iz nevtralnega v negativno nabito stanje. Naboj defekta vpliva tudi na njegovo stabilnost. Praznina-fosfor (poznana tudi kot E-center) je primer defekta, ki doda le en energijski nivo. Nastane, ko se praznina nahaja v bližini fosforjevega dopanta. Fosfor ima 5 valenčnih elektronov, izmed katerih se eden vzbudi v prevodni pas silicijevega kristala, fosfor pa pridobi pozitiven naboj. Energijski nivoji praznine omogočajo, da praznina ponovno zajame vzbujen elektron. Skupen naboj E-centra je torej nevtralen. Ker fosfor tako učinkovito izgubi svojo vlogo v polprevodniku, se ta proces imenuje odstranitev donorja. Iz kristalne mreže so lahko izmaknjeni tudi atomi dopantov. Obstaja pa še mnogo drugih defektov, kot so na primer praznina-kisik, dvojna praznina (dve praznini v bližini) ter skupek dveh izmaknjenih atomov [5].

Ko izmaknjeni atom prejme veliko kinetične energije (povprečno 50 keV pri interakciji z 1 MeV nevtroni), lahko z interakcijami z ostalimi atomi sproži verižne

Tabela 3.2: Značilnosti pogostih defektov v silicijevem kristalu s podrobnostmi o njihovih nabitih stanjih, energijskih ravneh glede na prevodni in valenčni pas ter temperaturah okrevanja. Vzeto iz [5].

Defekti	Nabito stanje	Energijski nivoji	Temperatura okrevanja T_{ann} [K]
izmaknjen atom	I^-	$E_C - 0.39$	140-180
	I^0	$E_V + 0.4$	540-600
	I^+		370-420
praznina	$V^=$	$E_C - 0.09$	≈ 90
	V^-	$E_C - 0.4$	
	V^0	$E_V + 0.05$	150
	V^+	$E_V + 0.13$	
	V^{++}		
dvojna praznina	$V_2^=$	$E_C - 0.23$	≈ 570
	V_2^-	$E_C - 0.39$	≈ 570
	V_2^0	$E_V + 0.21$	≈ 140
	V_2^+		≈ 570
A-center	$(V - O)^-$	$E_C - 0.18$	≈ 600
	$(V - O)^0$		
E-center	$(V - P)^-$	$E_C - 0.44$	≈ 420
	$(V - P)^0$		
izmaknjen atom bora	B_I^-	$E_C - 0.45$	420
	B_I^0	$E_C - 0.12$	
	B_I^+		
praznina bora	$(V - B)^0$	$E_V + 0.45$	≈ 300
	$(V - B)^+$		

izmike v kristalni mreži. V bližnjem območju nastane veliko izmaknjenih atomov ter praznin, ki pa se lahko združijo v skupke defektov. Takšni skupki pogosto najbolj negativno vplivajo na električne lastnosti materiala in zmanjšajo učinkovitost detektorja.

3.2 Površinske poškodbe

Površina silicija običajno ni gola, temveč je za zaščito pred kemičnimi reakcijami z okoliškimi plini in vlago ponavadi prekrita z izolatorjem. Tudi če izolator na začetku ni prisoten, bo silicijev kristal na zraku reagiral s kisikom in tvoril izolacijsko plast silicijevega dioksida SiO_2 . Čeprav je notranjost silicijevega kristala simetrična, se ta simetrija na robovih pokvari, kar za seboj pusti veliko odprtih vezi, ki pa se bodo vezale na kisik.

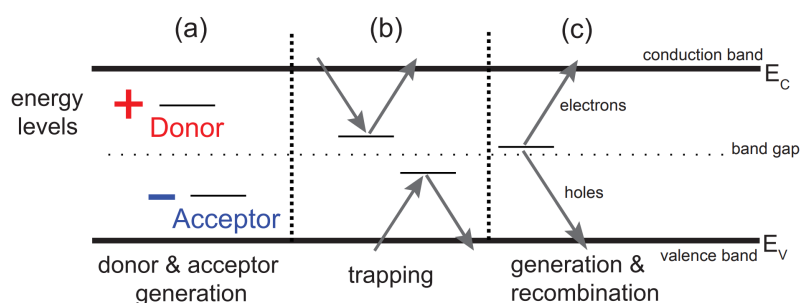
Sevanje nevtronov, ki najmočneje poškoduje kristalno rešetko (tabela 3.1), na površini v SiO_2 ne bo imelo močnega vpliva, saj je že v osnovi nesimetrična ter polna defektov. Največje spremembe v lastnostih materiala povzročijo ionizirajoče sevanje rentgenskih fotonov in nabitih delcev ter posledična kreacija parov elektron/vrzel. Ker imajo v SiO_2 elektroni za par redov velikosti večjo gibljivost od vrzeli, jih bo velik del pobegnil iz izolatorja, preden pride do rekombinacije. Vrzel pa se ujamejo v globokih energijskih nivojih stabilnih defektov, ki so prisotni v SiO_2 , kar pa privede

do kopičenja naboja na površini.

3.3 Spremembe zaradi obsevanja

3.3.1 Energijski nivoji v pasovni reži

Napake v silicijevi mreži lahko bistveno vplivajo na električno obnašanje polprevodniških naprav, predvsem s procesi, kot so rekombinacija, generacija in ujetje (slika 3.2). Defekti tvorijo rekombinacijske in generacijske centre, ki z energijskimi nivoji znotraj pasovne reže omogočajo rekombinacijo parov elektron-vrzel ali njihovo generacijo. Oba postopka sta prisotna tudi v čistih polprevodnikih, vendar dodatni energijski nivoji povečajo verjetnost, da se zgodita. Elektronu tako ni potrebno nenkrat preskočiti celotno pasovno režo iz valenčnega v prevodni pas, vendar to lahko stori v dveh korakih s pomočjo vmesnega energijskega nivoja.



Slika 3.2: Različne vrste energijskih nivojev, ki nastanejo zaradi sevalnih poškodb kristalne strukture. Vzeto iz [7].

Pogostost teh procesov je odvisna od različnih dejavnikov, vključno z gostoto defektov, koncentracijo prostih nosilcev naboja, presekov zajetja elektronov in vrzeli ter od položaja energijskega nivoja znotraj pasovne reže. Generacija parov elektron-vrzel je najpogostejša blizu sredine pasovne reže. Število generacijskih centrov s poškodbami kristalne strukture narašča, posledično pa se večja tudi generacijski tok, ki je glavni prispevek k temnemu toku. Med spremembo volumskega generacijskega toka ter fluenco Φ (skupno število delcev, ki so prečkali enoto površine) 1MeV nevtronov obstaja linearna zveza

$$\frac{\Delta I_{vol}}{V} = \alpha \Phi, \quad (3.1)$$

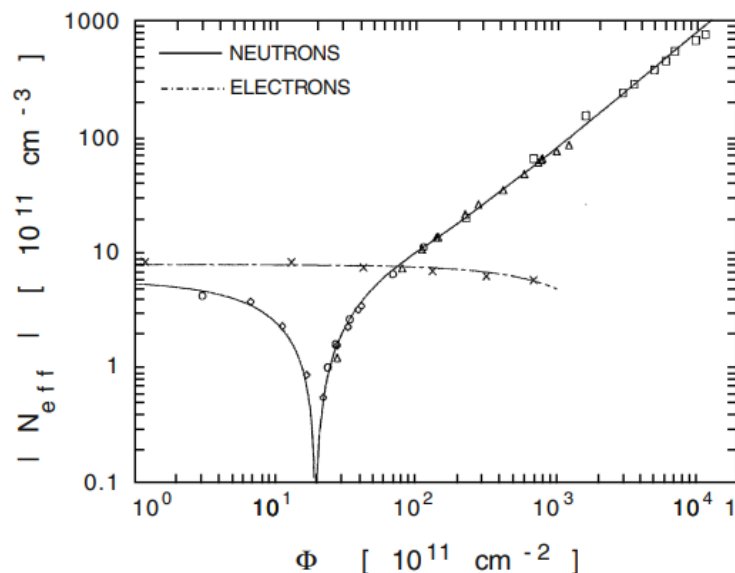
ki jo bomo omenili tudi v kasnejšem poglavju, ko bomo obravnavali hibridne plazovne fotodiode.

Elektron in vrzel se lahko ujameta v energijskem nivoju defekta za določen karakteristični čas in sta pozneje sproščena, brez da bi pri tem prišlo do rekombinacije. Nekateri defekti namreč zajamejo le eno vrsto naboja. Ujetje ima negativni vpliv na signal polprevodniškega detektorja, saj so nosilci naboja lahko sproščeni preporno za učinkovito zaznavanje. Za elektrone je verjetnost zajetja in emisije največja pri pasteh blizu prevodnega pasu, medtem ko je za vrzeli največja pri pasteh blizu valenčnega pasu. To je posledica termične porazdelitve nosilcev naboja in energetske globine pasti. Za izpeljavo verjetnosti za ujetje ter emisijo elektrona in vrzeli priporočam vir [5].

3.3.2 Inverzija tipa polprevodnika

Pri daljši izpostavljenosti polprevodniških detektorjev sevanju se lahko polprevodnik temeljito spremeni in zamenja vrsto večinskega nosilca naboja. Pojav se imenuje tipska inverzija. Nekateri defekti v silicijevem kristalu imajo plitve energijske nivoje (blizu robov pasovne reže) in prispevajo k prostorskemu naboju. Obnašajo se kot učinkoviti donatorji in akceptorji, pogosto pa niso popolnoma stabilni in bodo čez čas okrevali (*ang. annealing*). Primarni dopanti lahko zaradi sevanja tvorijo druge, bolj kompleksne defekte, kot so praznina-fosfor ter praznina-bor. Ta proces se včasih imenuje kar odstranjevanje donorjev ter akceptorjev.

Na sliki 3.3 je prikazana učinkovita dopiranost prvotno n-tipa silicijevega polprevodnika v odvisnosti od fluence obsevanja. Opazimo lahko, da se učinkovito odpiranje z obsevanjem prvotno zmanjšuje, v minimumu krivulje (pri fluenci reda 10^{12} n/cm^2) pa polprevodnik doživi inverzijo iz n-tipa v p-tip. Učinkovito dopiranje p-tipa nato linearno narašča s fluenco.



Slika 3.3: Odvisnost učinkovitega dopiranja N_{eff} od fluence za n-tip polprevodnika obsevanega z 1 MeV nevtroni ter 1.8 MeV elektroni. Vzeto iz [5].

Odvisnost učinkovite koncentracije dopinga od fluence lahko zapišemo kot:

$$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0}e^{-c_D\Phi} - N_{A,0}e^{-c_A\Phi} + b_D\Phi - b_A\Phi, \quad (3.2)$$

kjer sta $N_{D,0}$, $N_{A,0}$ koncentraciji donorjev in akceptorjev pred radiacijo, konstante c_D , c_A , b_D , b_A pa je potrebno določiti eksperimentalno [5].

3.4 Okrevanje

Učinke poškodb v polprevodnikih zaradi sevanja (in drugih vrst poškodb) lahko ublažimo z okrevanjem. Gre za postopek, ki je močno odvisen od temperature detektorja. Dodatek toplotne energije vodi do večje mobilnosti atomov in defektov v kristalni rešetki. Izmaknjeni atomi in praznine imajo že pri sobni temperaturi veliko gibljivost, kar jim omogoča, da se srečajo in rekombinirajo ter tako obnovijo

POGLAVJE 3. VPLIV SEVANJA NA SILICIJEVE POLPREVODNIKE

strukturo kristala. Okrevanje lahko razbije skupke defektov, pogosto pa se defekti preuredijo v bolj stabilne konfiguracije, kot so dvojne praznine, ki so manj škodljive. Kljub različnim začetnim poškodbam lahko postopki okrevanja sčasoma privedejo do podobnih rezultatov.

Vsak defekt ima določeno temperaturo okrevanja, do katere je stabilen (Tabela 3.2), ki pa jo je težko točno določiti. Proces okrevanja opisuje eksponentni model

$$N_d(t) = N_d(0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3.3)$$

kjer je N_d število defektov, τ pa karakteristični čas okrevanja, ki je reda velikosti 10 minut:

$$\tau(T) \propto e^{\frac{E_a}{kT}}. \quad (3.4)$$

Aktivacijska energija E_a je energijska ovira, ki jo je potrebno premagati, da lahko pride do difuzije, rekombinacije ali pretvorbe defekta, in se razlikuje glede na vrsto defekta ter njegovega naboja. V določenih pogojih, zlasti po intenzivnem obsevanju, lahko pride do pojava, znanega kot obratno okrevanje. Nekateri defekti se pri visokih temperaturah stabilizirajo, izolirane napake pa se lahko združijo v skupke. Obratno okrevanje se opazi šele po daljših časovnih obdobjih (meseci) [5].

4. Hibridne plazovne fotodiode

V poglavju 2 smo vzpostavili osnove polprevodniških detektorjev ter predstavili način ojačitve signala v plazovnih fotodiodah. V poglavju 3 so bile predstavljene posledice obsevanja polprevodniških detektorjev. Defekti v kristalni strukturi polprevodnika privedejo do nastanka novih energijskih nivojev v energijski reži, ki se lahko vedejo kot generacijski centri. Pokazali smo, da obstaja linearna zveza med fluenco nevtronov ter prirastkom generacijskega toka, ki je glavni prispevek k temnemu toku. Poškodbe površine polprevodnika vodijo do kopičenja naboja in posledično vplivajo na prebojno napetost.

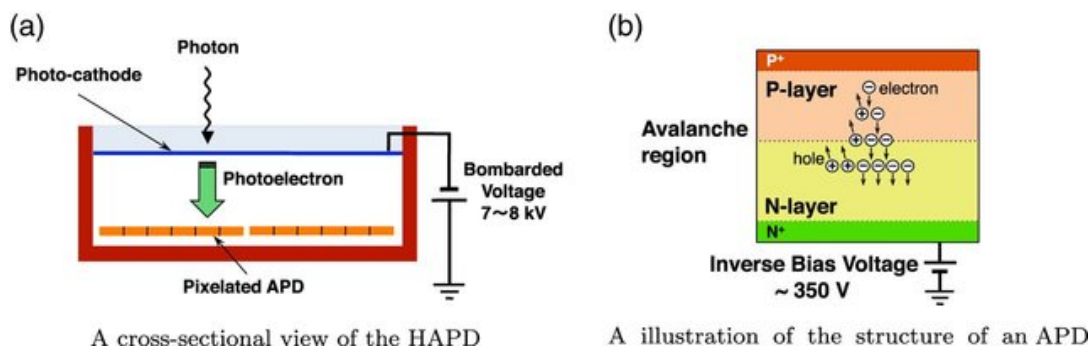
Sedaj imamo na voljo dovolj orodij, da lahko opišemo delovanje HAPD. Pred začetkom eksperimenta so preverili odpornost HAPD na obsevanje, rezultate teh testov pa bomo predstavili v tem poglavju.

4.1 Detekcija fotonov

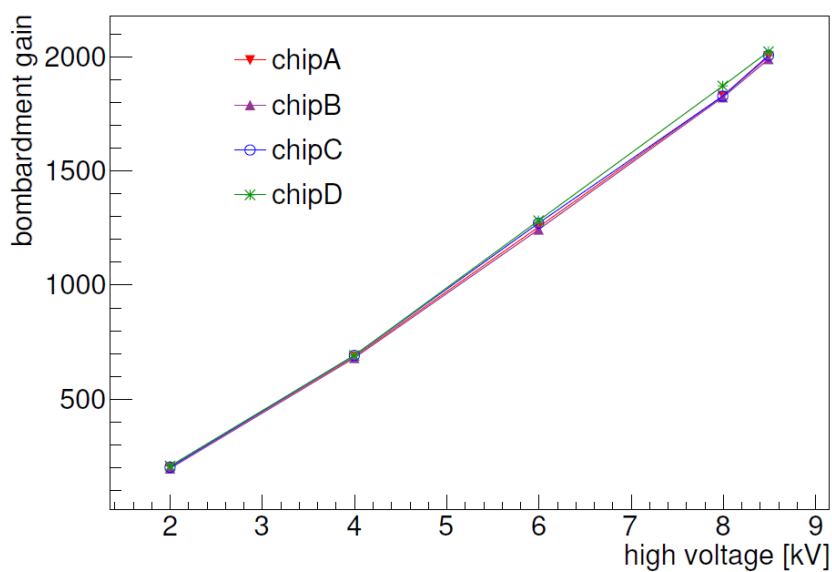
Hibridne plazovne fotodiode so sestavljene iz vakuumske cevi, 4 plazovnih fotodiod in fotokatode. Proces zaznavanja fotonov se v HAPD začne na bi-alkalni fotokatodi, kjer se sproži fotoefekt. Fotoelektron nato pospešimo v vakuumu zaradi visoke potencialne razlike med fotokatodo in APD, ki jo ustvari visokonapetostno (HV) vezje. Ob trku z APD ima dovolj energije, da v njenem osiromašenem območju ustvari več tisoč parov elektron-vrzel z ionizacijo (tj. bombardno ojačanje, slika 4.2). Nastale elektrone nato nadalje pospešimo z notranjim poljem APD in sproži se plaz. Tako vsak elektron ustvari več deset novih parov elektron-vrzel (tj. plazovno ojačanje, slika 4.3).

Posebno pozornost moramo usmeriti na robove diod. Ta področja so občutljiva, ker lahko pozitivni oksidni naboji v SiO_2 povzročijo nastanek močnih električnih polj, ko je detektor pod zaporno napetostjo. Visoka električna polja lahko omejimo z dodatkom zaščitnih obročev (*guard*), ki obratujejo pod napetostjo 175 V. Če pride do okvare zaščitnih obročev ali visokonapetostnega vezja, se pokvari celoten HAPD.

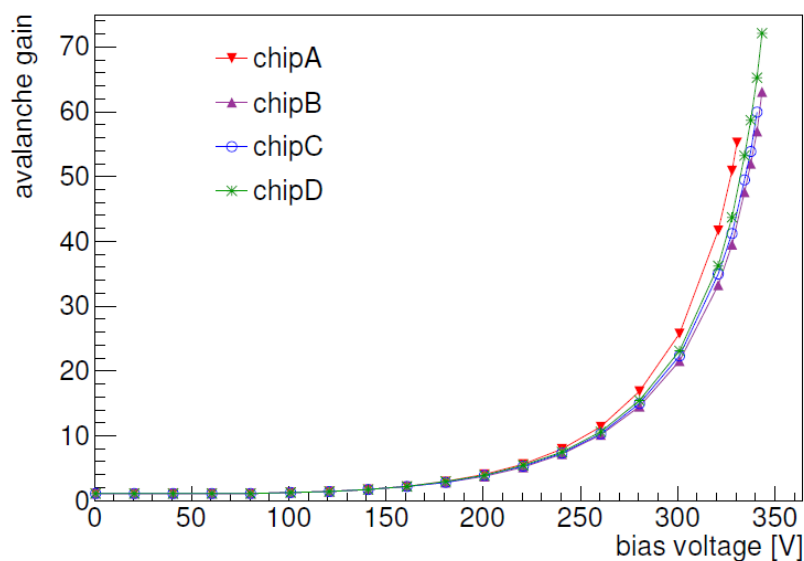
Postopek ojačanja je prikazan na sliki 4.1, osnovne specifikacije HAPD so predstavljene v tabeli 4.1. Običajno uporabimo zaporne napetosti okoli 330 V, ki ustrezajo plazovnemu ojačanju za faktor 40. Bombardno ojačanje za faktor 1700 dosežemo pri visokih napetostih 7 kV, kar nam omogoča skupno ojačanje našega signala za faktor 10^4 .



Slika 4.1: Prikaz obeh mehanizmov elektronskega ojačanja v HAPD: (a) bombardno ojačanje, (b) plazovno ojačanje. Povzeto iz [2].



Slika 4.2: Prikaz bombardnega ojačanja kot funkcija visoke napetosti. Vzeto iz [8].

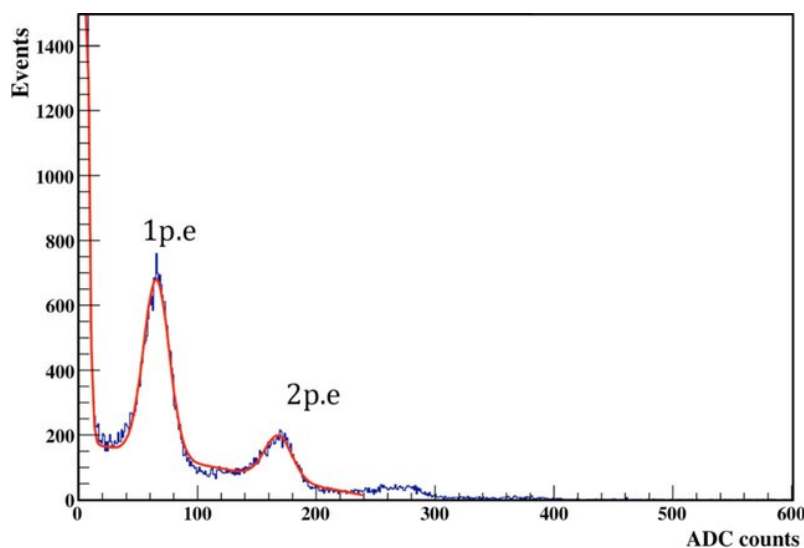


Slika 4.3: Prikaz plazovnega ojačanja kot funkcija zaporne napetosti. Vzeto iz [8].

Tabela 4.1: HAPD-specifikacije. Vzeto iz [2].

# pikslov	$12 \times 12 = 144$
Velikost	$73 \times 73 \times 2.8 \text{ mm}^3$
Velikost piksla	$4.8 \times 4.8 \text{ mm}^2$
Razmerje med aktivno in celotno površino	65 %
Kapaciteta piksla	80 pF
Material okna	Sintetični kremen
Debelina okna	3 mm
Material za fotokatodo	Bialkali
Kvantni izkoristek	$\sim 28 \%$ (povprečno, @ 400 nm)
Plazovno ojačanje	~ 40 (običajno)
Bombardno ojačanje	~ 1700 , @7 kV
Razmerje med signalom in šumom	~ 15

HAPD imajo prostorsko ločljivost omejeno z velikostjo posameznega kanala, torej $4.8 \times 4.8 \text{ mm}^2$. Zasnovani so za zaznavanje posameznih fotonov. Na sliki 4.4 lahko vidimo primer signala, ki ga na HAPD povzroči modra LED. Porazdelitev višine impulzov jasno prikazuje tri ločene vrhove. Vrhi z leve proti desni označujejo šum, pulz iz zaznavanja enega fotoelektrona (1 p.e.) in pulz iz zaznavanja dveh fotoelektronov (2 p.e.). Na porazdelitev je bila prilagojena vsota treh Gaussovih krivulj ter polinoma drugega reda. Iz njihovih povprečij lahko izračunamo razmerje med signalom in šumom, $S/N = 23$. To pomeni, da lahko HAPD jasno loči posamezni foton od elektronskega šuma [2].



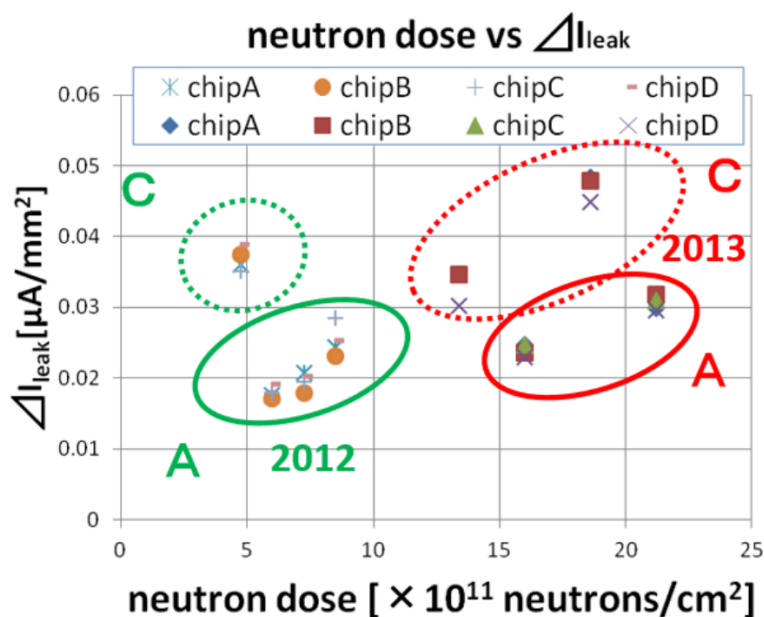
Slika 4.4: Porazdelitev po višini impulzov na HAPD v primeru osvetlitve z modro LED [2].

4.2 Odziv na sevanje

Sevanje ozadja je posledica sipanja elektronov in pozitronov pri visokih energijah. Ko elektroni in pozitroni izgubljajo energijo, se odklonijo od žarka, udarijo v cev in tako ustvarijo elektromagnetni pljusk. Atomi žarkovne cevi ali okoliške snovi lahko absorbirajo visokoenergijske žarke gama, preidejo v vzbujeno stanje in nato takoj razpadejo z oddajanjem subatomskih delcev, kot sta nevtron ali proton.

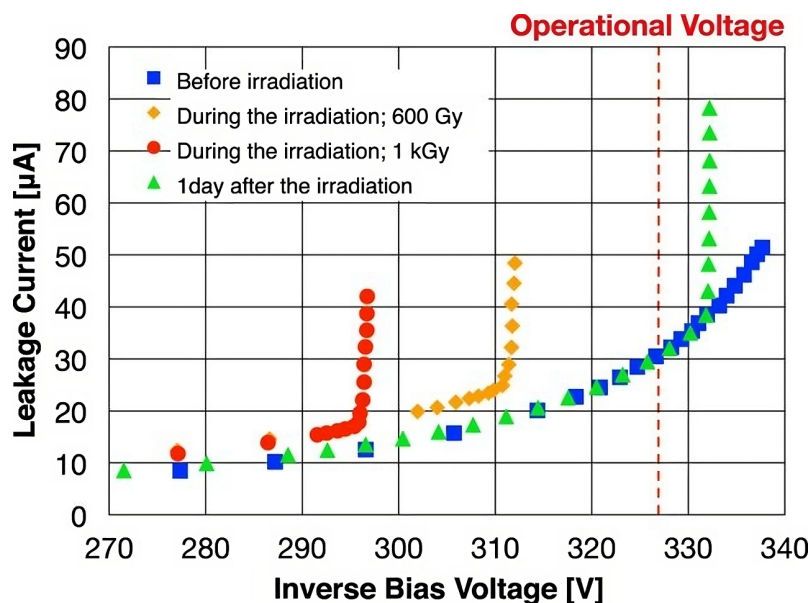
V predelu detektorja, kjer je ARICH, pričakujemo skupno dozo γ -sevanja do 100 Gy ter sledečo ekvivalentno fluenco nevtronov energije 1 MeV: $\Phi_{eq} = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ med obratovanjem eksperimenta Belle II. Za merjenje učinkov obsevanja na lastnosti HAPD smo izvedli več poskusov.

Slika 4.5 prikazuje učinke nevtronskega sevanja na temni tok. V letih 2012 in 2013 so bili izvedeni poskusi na dveh različnih tipih HAPD (A, C), od katerih je vsak vseboval 4 APD. V obeh primerih je očitno linearno povečanje temnega toka po obsevanju z nevtroni, kar potrjuje prej omenjeno zvezo v 3.1. Ob upoštevanju, da en APD obsega območje 1000 mm^2 , podatki iz grafa kažejo, da je za vsako povečanje fluence za 10^{12} neq/cm^2 pričakovano povečanje temnega toka za $30 \mu\text{A}$.



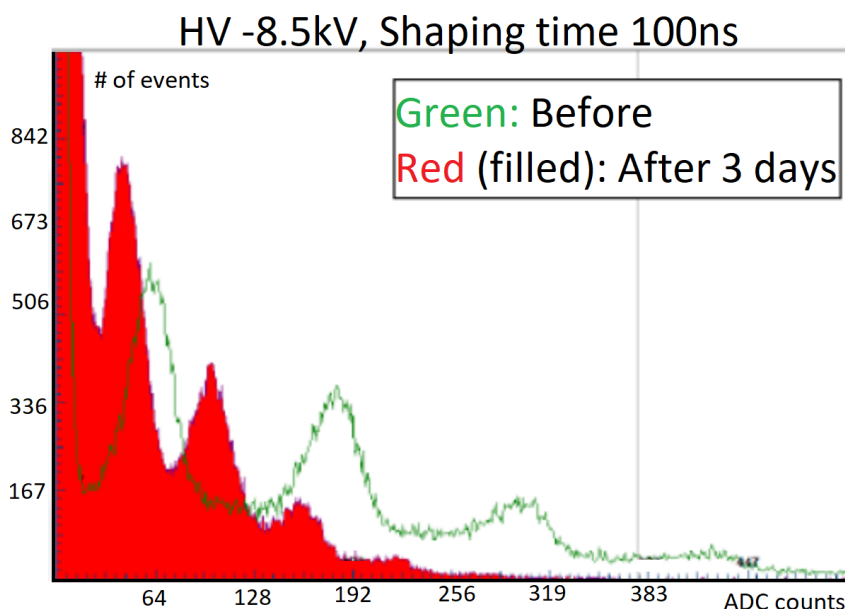
Slika 4.5: Sprememba temnega toka zaradi nevtronskega sevanja [9].

V poglavju 3 smo že razpravljali o tem, da lahko rentgensko γ -sevanje povzroči kopičenje naboja na površini, kar zmanjša prebojno napetost. Izvedeni so bili poskusi obsevanja z dozami do 1000 Gy, kar presega pričakovano dozo v naslednjih letih obratovanja. Rezultati so prikazani na sliki 4.6. Obsevanje je zmanjšalo prebojno napetost, ki pa se je delno obnovila že po enem dnevu okrevanja pri sobni temperaturi. Iz tega lahko sklepamo, da rentgensko sevanje ne bo predstavljalo večjih težav ter da sprememba obratovalne napetosti APD ne bo potrebna [2].



Slika 4.6: Odvisnost temnega toka od zaporne napetosti pred obsevanjem in po njem [2].

Obsevanje poslabša delovanje HAPD ter njihovo sposobnost ločevanja signala posameznega fotona od naraščajočega šuma (slika 4.7). Razmerje S/N se zmanjša, kar lahko vpliva na uspešno ločevanje nabitih kaonov od pionov. Merjenje temnega toka je bistvenega pomena za razumevanje degradacije S/N . V naslednjem poglavju bomo predstavili rezultate statistične analize prirastka temnega toka in navedli tiste HAPD, pri katerih je prišlo do največjih poškodb.



Slika 4.7: Porazdelitev po višini impulzov na HAPD pred obsevanjem in po njem [9].

5. Študij temnih tokov v HAPD

Namen tega poglavja je statistično preučiti prirast temnih tokov v hibridnih plazovnih fotodiodah. Največji prispevek k temnemu toku je generacijski tok, ki je posledica sevalnih poškodb kristalne rešetke.

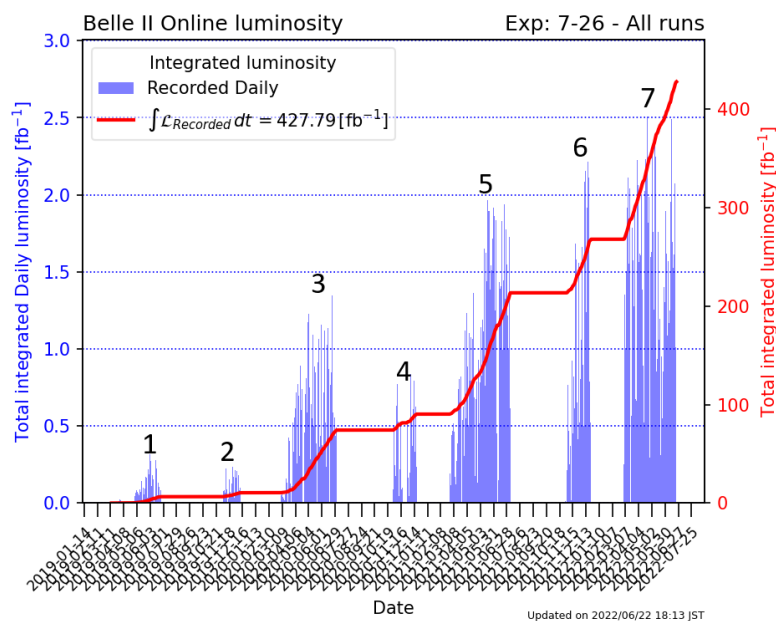
Spektrometer Belle II je do sedaj nabiral podatke v 7 obdobjih, vmes pa so detektor nadgrajevali in popravljali nedelujoče dele. Na sliki 5.1 sta prikazani dnevna integrirana luminoznost ter skupna integrirana luminoznost eksperimenta Belle II.

Luminoznost je sorazmernostni faktor med sipalnim presekom za interakcije in številom interakcij na časovno enoto:

$$\mathcal{L} = \frac{fn_1n_2n_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (5.1)$$

kjer je f frekvenca trkov, $\sigma_{x,y}$ horizontalna oz. vertikalna širina snopa, $n_{1,2}$ število delcev v posameznih gručah ter n_b število gruč. Integrirana luminoznost je integral luminoznosti po času $\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt$. Konceptualno si jo lahko predstavljamo kot skupno število možnih dogodkov, ki bi jih detektor lahko opazil v danem obdobju.

Prirast tokov bomo v nadaljevanju predstavili za vsako obdobje posebej. Kot vidimo na sliki 5.1, je imelo zadnje obdobje največjo dnevno integrirano luminoznost ter posledično največji prirast temnega toka. Velika luminoznost pomeni veliko število interakcij delcev ter posledično veliko količino sevanja. Trenutna integrirana luminoznost (427.59 fb^{-1}) je dva velikostna reda manjša od pričakovane (50 ab^{-1}).

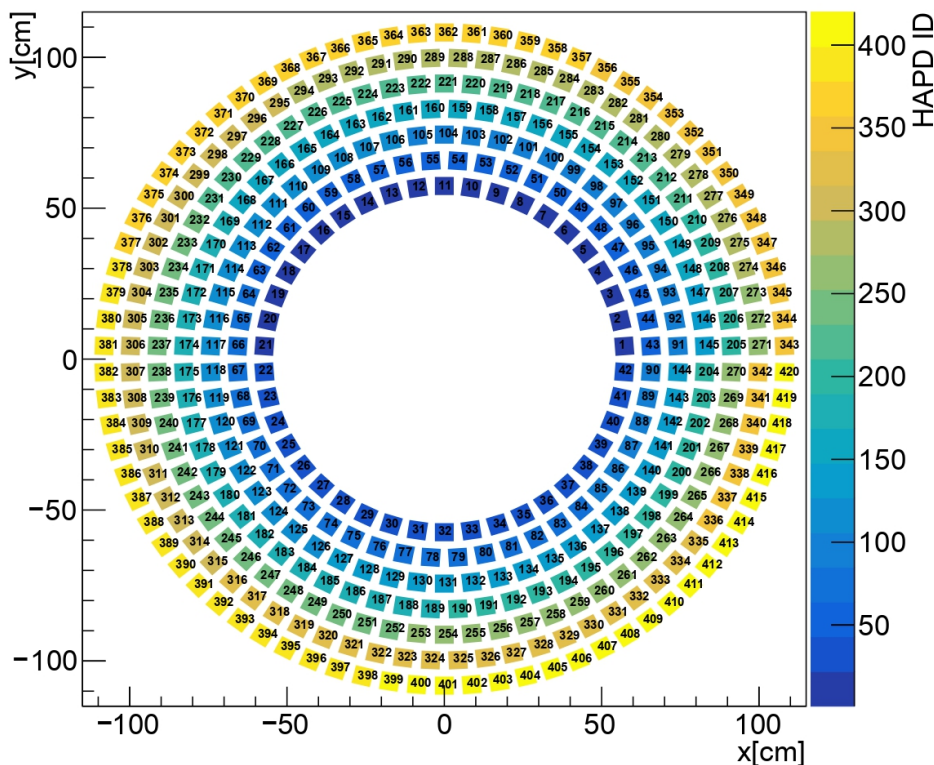


Slika 5.1: Skupna integrirana luminoznost ter zabeležena integrirana luminoznost na dnevni ravni. Vzeto iz [10].

5.1 Izbor podatkov

Za študij temnih tokov smo izbrali obdobje od 28. 2. 2019 do 17. 7. 2023. Med eksperimentom Belle II vsakih 10 s beležimo napajalne tokove in napetosti, kot tudi njihov status, ki ga sporoča napajalni sistem glede na to, kaj se dogaja s kanalom. Podatke shranjujemo v arhivski sistem EPICS ([13]). Ti podatki so shranjeni za vsak HAPD za napajalne linije štirih čipov, zaščitni obroč in visokonapetostno napajanje.

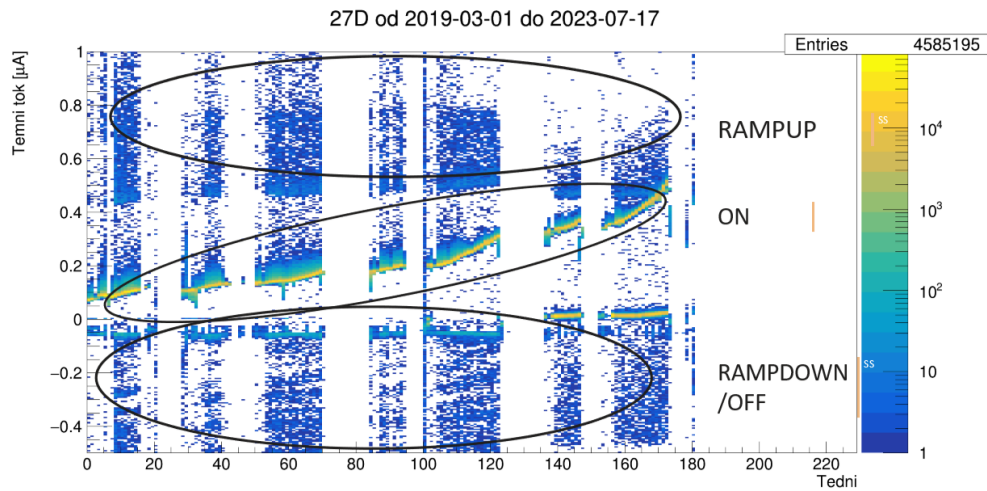
Za analizo podatkov smo uporabili programsko ogrodje ROOT [14], ki ga raziskovalci v eksperimentalni fiziki osnovnih delcev pogosto uporabljajo. Podatke smo iz arhivskega sistema EPICS izvozili in jih prepisali v drevesne strukture TTree ogrodja ROOT. Vsak izmed čipov APD v HAPD je označen z eno izmed oznak A/B/C/D in ima svojo zaporno napetost (*ang. bias*). V analizi bomo pogosto opazili zapis oblike 27D, ki v tem primeru označuje čip APD z oznako D hibridne plazovne fotodiode s številko 27. Številka označuje lokacijo HAPD v detektorski ravnini (slika 5.2).



Slika 5.2: Številčenje HAPD v detektorski ravnini. Pogled v smeri curka elektronov.

Časovni potek toka je po tednih od začetka delovanja detektorja (1. 3. 2019) je prikazan na sliki 5.3. Zaporedne časovne točke niso povezane s črto, zato dobimo znotraj tedna porazdelitev točk za izbrani teden. Na sliki so označeni različni statusi detektorja. Status RAMPUP označuje postopno dvigovanje napetosti do želeno obratovalne napetosti, torej prehod med aktivnim (ON) ter neaktivnim (OFF) statusom. Vrednosti toka so takrat večje kot v aktivnem statusu, saj prihaja do nabijanja detektorja, ki se obnaša kot kondenzator. Delovna zaporna napetost se zaradi eksponentne odvisnosti toka razlikuje in je za vsak senzor drugačna. Za

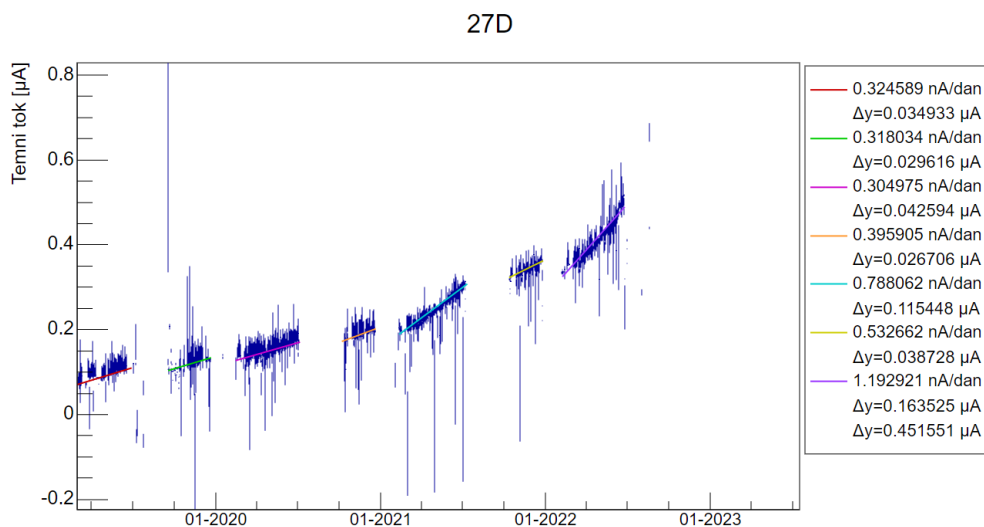
primer na sliki je bila napetost 340 V. Opazimo lahko, da se temni tok s časom povečuje, tako kot smo tudi pričakovali.



Slika 5.3: Časovna odvisnost temnega toka na HAPD številka 27D z označenimi statusi.

5.1.1 Določitev prirastka temnega toka

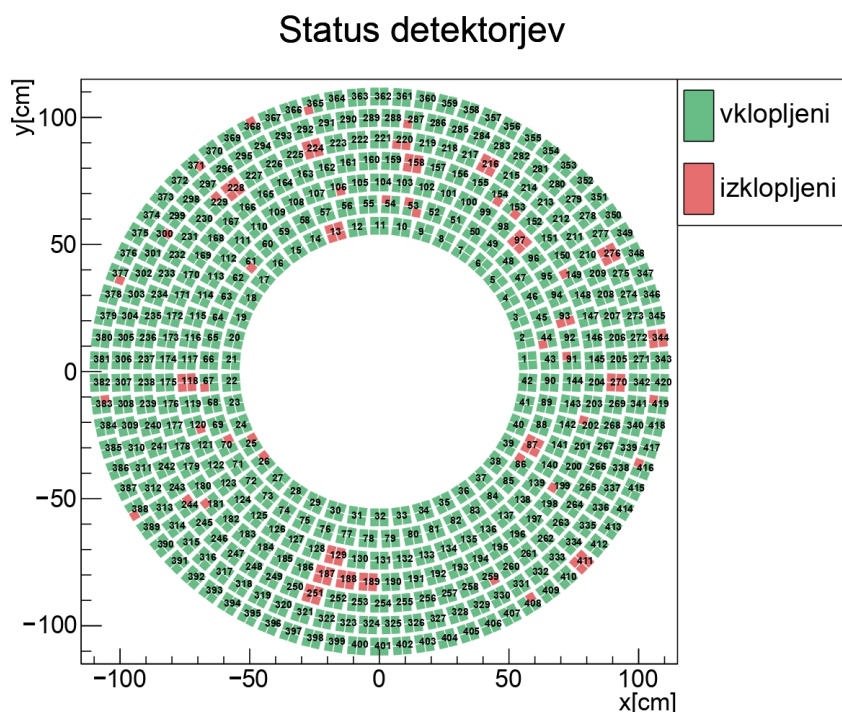
Za določitev prirastka temnega toka smo povprečili tokove znotraj ene ure, pri čemer smo upoštevali le meritve tokov pri delovni zaporni napetosti. Vsak razdelek na osi x prikazuje povprečno vrednost ter razpršenost okoli povprečne vrednosti za enourni časovni interval. Na posamezna aktivna obdobja eksperimenta smo prilagodili linearne funkcije. Iz njihovih koeficientov smo izračunali prirastke temnih tokov v posameznih časovnih obdobjih ter jih naknadno sešteli v skupen prirastek celotnega obdobja delovanja. Slika 5.4 prikazuje časovni potek temnega toka za APD čip 27D, kjer so na ločena časovna obdobja prilagojene linearne funkcije. Koeficiente prirastka smo prikazali v legendi. Večji prirastek temnega toka lahko vidimo v zadnjem obdobju, ko je bila luminoznost v eksperimentu največja.



Slika 5.4: Časovna odvisnost temnega toka za APD čip 27D s skupnim prirastkom temnega toka za $0.451551 \mu A$.

5.2 Izklopljeni detektorji

Kadar pri HAPD zaznamo nepravilno delovanje, jih izklopimo iz napajanja, da ne povzročajo dodatnih motenj in da jih ne upoštevamo pri analizi zadetkov fotonov. Do napak prihaja zaradi slabih kontaktov v napajalnih kabljih za visoko napetost oziroma zaščitnega obroča. Pri določenih detektorjih je že na začetku obratovanja prišlo do napak pri nizkonapetostnem napajanju čitalne elektronike. Do zadnjega remonta so bili ti detektorji izklopljeni, po zadnjem zajemanju podatkov pa so jih popravili ter ponovno vklopili. Do težav pri delovanju detektorjev pa lahko pride tudi pri posameznih APD čipih ter njihovi elektroniki. Če kontrolni sistem zazna večji skok temnega toka (odvisno od APD - okoli $30 \mu A$) se napajanje izklopi, status kanala pa se spremeni v TRIP. Taki izklopljeni detektorji so zabeleženi v tabeli 5.1 ter prikazani v HAPD ravnini na sliki 5.5 z rdečo barvo.



Slika 5.5: Izklopljeni detektorji v HAPD ravnini.

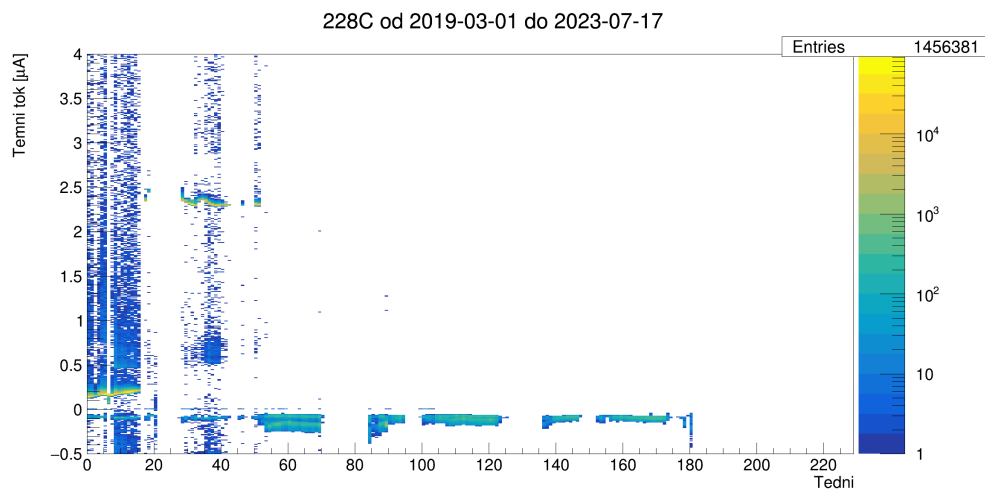
Tabela 5.1: Izklopljeni detektorji, razporejeni po kategorijah vzrokov.

Kategorija	Detektorji
Zaščitni obroč	87, 216, 228
HV	97, 118, 158, 270, 276, 344, 411
APD	13B, 13C, 13D, 25B, 26B, 44B, 53B, 53C, 54C, 61A, 67C, 70B, 86A, 91A, 93B, 93D, 106B, 120A, 149A, 181D, 199B, 202A, 220A, 220B, 229D, 244B, 259C, 287A, 295A, 300B, 365A, 377A, 388C, 419A
LV	129, 187, 188, 189, 251

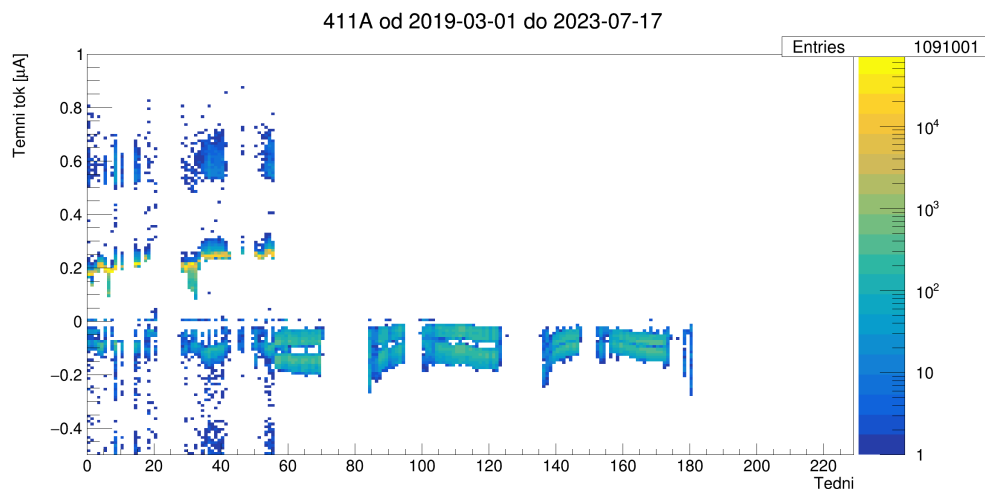
5.2. IZKLOPLJENI DETEKTORJI

Sunkoviti skoki temnega toka niso posledica postopnega poškodovanja kristalne strukture. Spomnimo se, da obstaja linearna zveza med fluenco nevtronov ter prirastkom generacijskega toka (en. 3.1). Nenadni skoki so posledica okvar elektronike. V nadaljevanju bomo prikazali nekaj posameznih primerov, kjer so tokovi narasli zaradi okvar v strukturi HAPD in v napajanju. Pri obravnavi prirastka temnega toka v naslednjem poglavju bomo izklopljene detektorje izpustili.

Znotraj HAPD so vsi APD čipi priključeni na isti zaščitni obroč preko $47\text{ M}\Omega$ upornika, ki omeji tok. Lahko se zgodi, da pride do kratkega stika med zaščitnim obročem ter APD, pri čemer pride do povečanja napajalnega toka. Na sliki 5.6 lahko vidimo APD čip 228C, ki je bil izklopljen zaradi okvare zaščitnega obroča. Potek temnega toka na izklopljenem APD zaradi okvare visokonapetostnega napajanja je prikazan na sliki 5.7, posamezni okvarjeni čipi APD pa na sliki 5.8. Opazimo lahko nenadne skoke v vrednostih temnih tokov, čemur sledi izklop čipa ter padec temnega toka (npr. 53. teden na sliki 5.6).

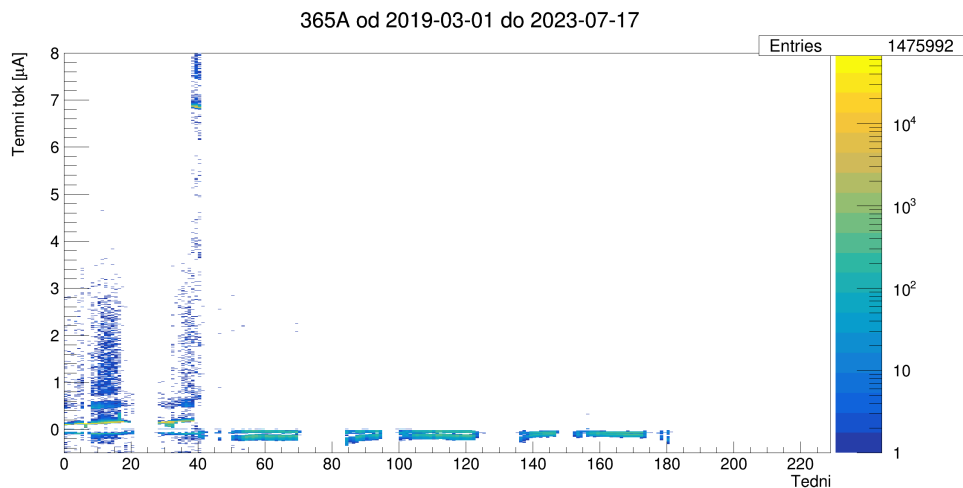


Slika 5.6: Časovna odvisnost temnega toka na APD čipu 228C, ki je bil izklopljen zaradi okvare zaščitnega obroča.

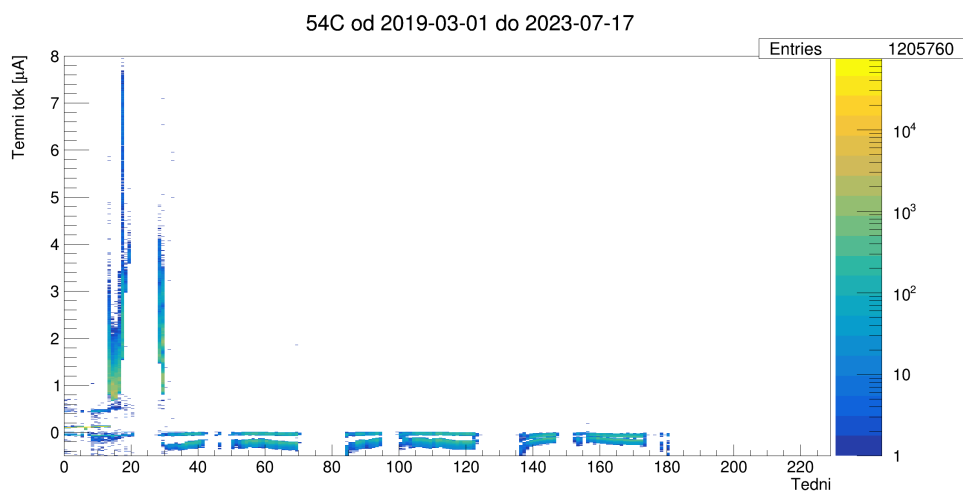


Slika 5.7: Časovna odvisnost temnega toka na APD čipu 411A, ki je bil izklopljen zaradi okvare visokonapetostnega napajanja.

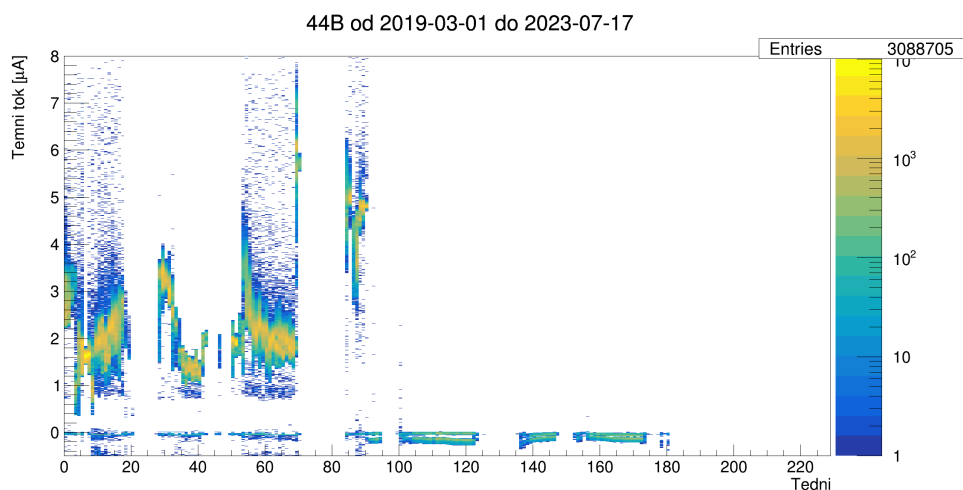
POGLAVJE 5. ŠTUDIJ TEMNIH TOKOV V HAPD



(a)



(b)



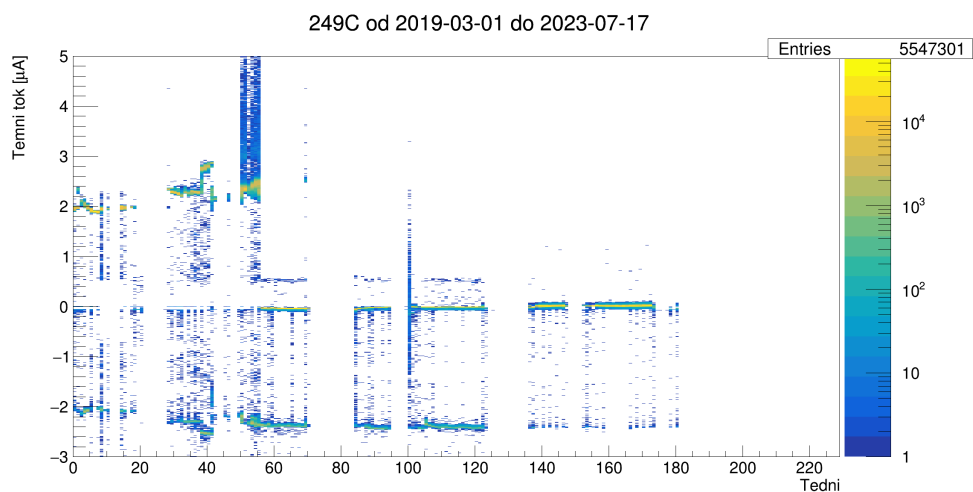
(c)

Slika 5.8: Primeri okvarjenih APD čipov 365A(a), 54C(b), 44B(c).

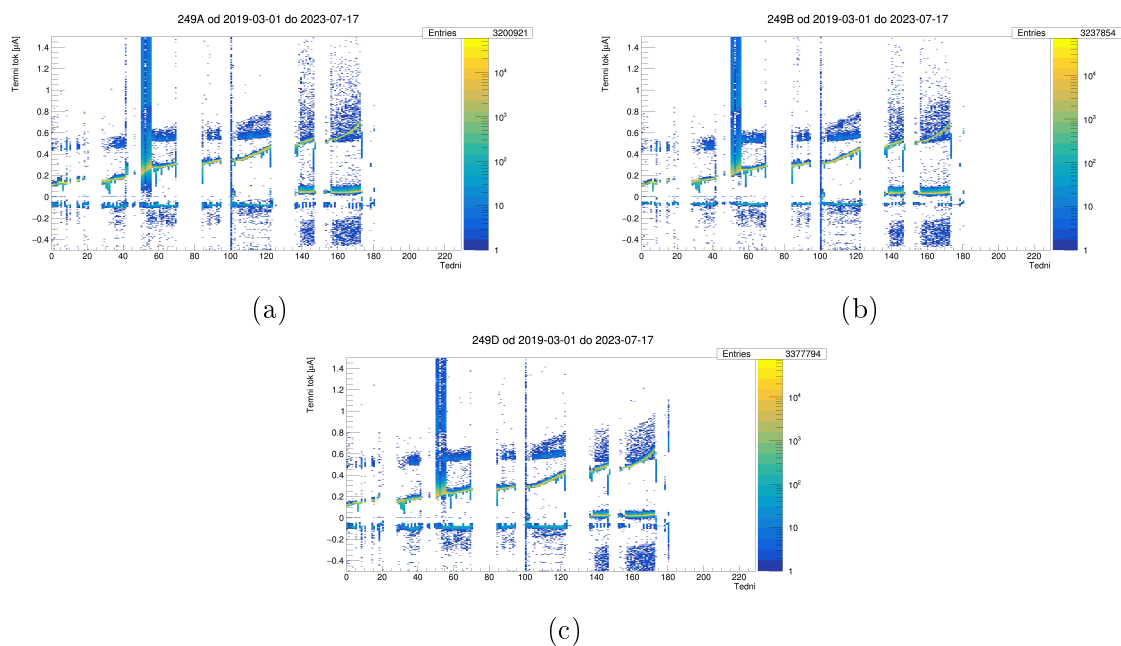
V primeru HAPD z identifikacijsko številko 249 je zaščitni obroč povzročil napako le na enem izmed APD čipov (C), kar je povzročilo nestabilnost in šum na ostalih APD čipih. Na sliki 5.9 vidimo veliko razpršenost toka od 50. tedna dalje. Čip C

5.2. IZKLOPLJENI DETEKTORJI

je bil 26. 5. 2020 (56. teden) nastavljen na isto napetost, kot jo ima zaščitni obroč (175 V). Pri ostalih čipih je to privedlo do stabilnejših tokov in manj šuma, zato izklop ni bil potreben.



Slika 5.9: Časovna odvisnost temnega toka APD čipa 249C. Zmanjšanje zaporne napetosti na 175 V pri 56. tednu privede do padca temnega toka.



Slika 5.10: Časovne odvisnosti temnih tokov na APD čipih 249A (a), 249B (b), 249D (c) s stabilnejšim tokom po 55. tednu.

5.3 Temni tok

Cilj magistrske naloge je določiti povečanje temnih tokov po posameznih obdobjih, ko je pospeševalnik proizvajal trke, in v celotnem obdobju obravnave. Prikaz povečanja temnih tokov v detektorski ravnini nam da informacijo, kateri deli detektorja so bili bolj obsevani. Histogrami nam dajo občutek za povprečje in razpršenost vrednosti. Izmerjene vrednosti lahko primerjamo s simulacijskimi ocenami.

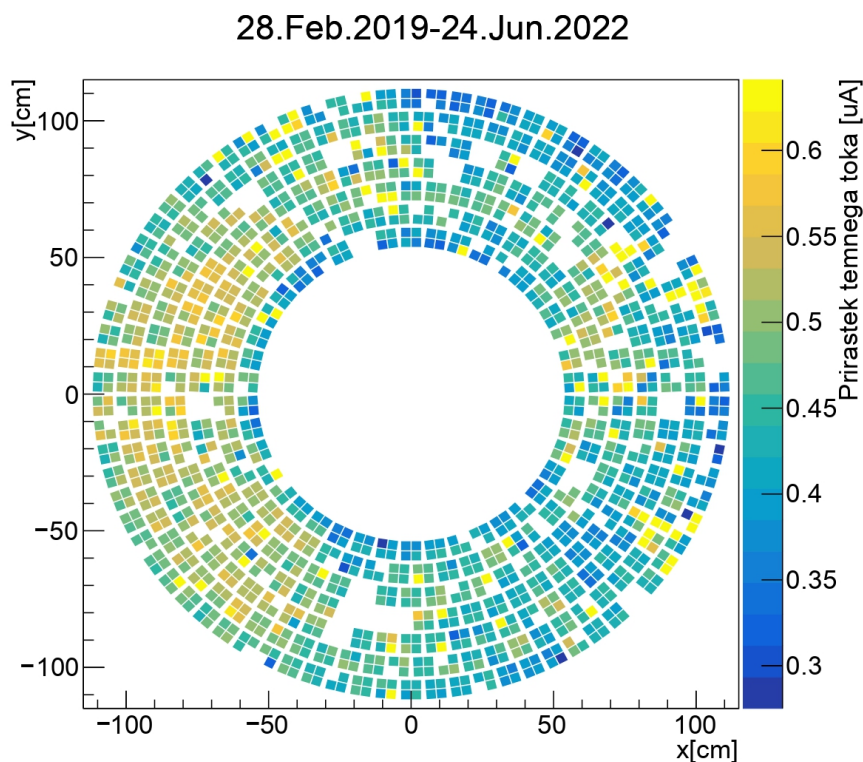
Temni tokovi netipičnih detektorjev močno odstopajo od tokov povprečnih detektorjev, kar lahko naredi prikaz temnih tokov v detektorski ravnini manj informativen (slika 5.18). Za vsako obravnavano obdobje smo vrednosti vstavili v histogram, ki smo mu prilagodili Gaussovo krivuljo. Za določitev mej vrednosti temnega toka za prikaz v detektorski ravnini smo uporabili povprečje ter standardno deviacijo te krivulje ($max = \mu + 3\sigma$, $min = \mu - 3\sigma$). Če je vrednost temnega toka posameznega detektorja pod minimalno vrednostjo, bo detektor prikazan s transparentno (belo) barvo, če pa je nad maksimalno vrednostjo, bo prikazan z rumeno barvo. Nastavitve žarka so bile med posameznimi obdobji različne, zato je žarek zadeval različne dele spektrometra. Posledično je bilo število nastalih sekundarnih nevtronov po površini detektorja različno. Prirastki tokov za posamezna obdobja so prikazani v tabeli 5.2 ter na slikah 5.13, 5.14.

Tabela 5.2: Prikaz povprečnega povečanja temnega toka ter območja z največjim prirastkom temnega toka v detektorski ravnini znotraj posameznega časovnega obdobja. V tabeli se sklicujemo na sliki 5.13, 5.14.

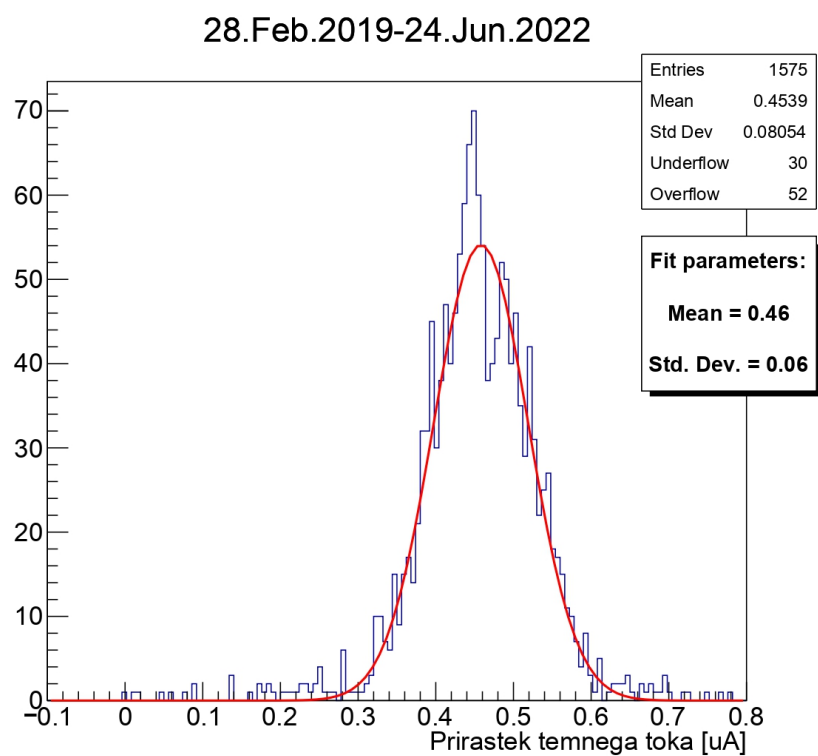
Št.	Obdobje	Prirast temnega toka $\Delta I_{dark} [\mu A]$	Območje z največjim prirastkom temnega toka
1.	28.2.2019 - 29.6.2019	0.04	zgornja polovica
2.	18.9.2019 - 22.12.2019	0.02	spodaj desno
3.	14.2.2020 - 06.7.2020	0.04	desno
4.	6.10.2020 - 20.12.2020	0.02	ni trenda
5.	10.2.2021 - 11.7.2021	0.13	leva polovica
6.	12.10.2021 - 26.12.2021	0.02	spodaj levo
7.	07.2.2022 - 24.6.2022	0.18	leva polovica

Na sliki 5.1 lahko opazimo, da ima obdobje med 10. 2. 2021 in 11. 7. 2021 ter obdobje med 7. 2. 2022 in 24. 6. 2022 največjo skupno integrirano luminoznost in posledično tudi največje poškodbe zaradi sevanja (temni tok). Na sliki 5.11 je prikazana porazdelitev temnih tokov v detektorski ravnini za celotno obdobje obravnave. Povprečni prirast temnega toka je bil $0.46 \mu A$, najbolj obremenjena pa je bila leva polovica detektorske ravnine.

Spomnimo se, da različne vrste sevanj skaliramo na fluenco 1 MeV nevtronov n_{eq} , zato da lahko primerjamo njihove efekte. V poglavju 4.2 smo omenili, da za vsak prirastek fluence nevtronov za $10^{12} n_{eq}/cm^2$ pričakujemo prirastek temnega toka za $30 \mu A$. Iz tega lahko za celotno obdobje obravnave ocenimo fluenco nevtronov $15.33 \times 10^9 n_{eq}/cm^2$.

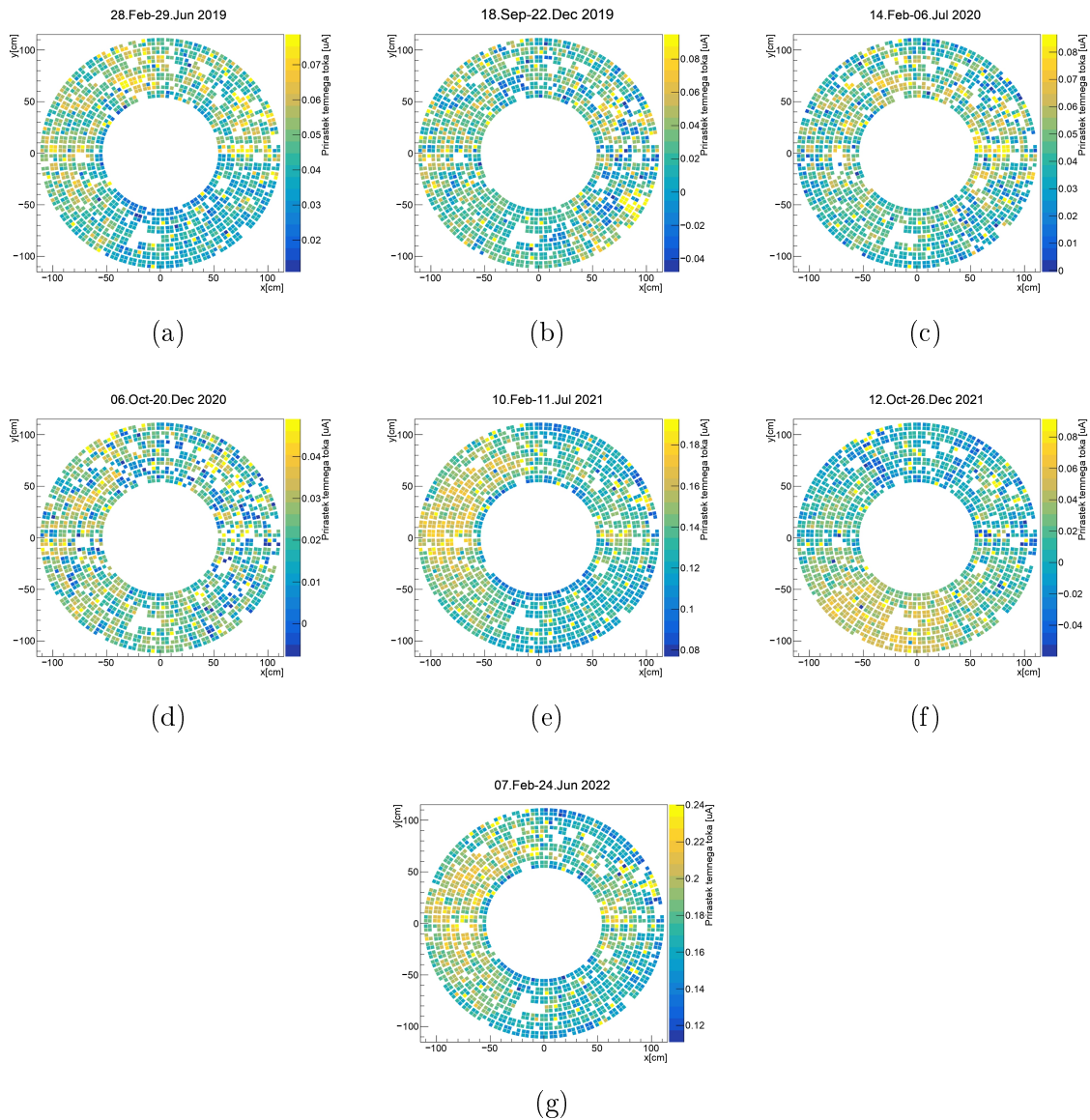


Slika 5.11: Prirastek temnih tokov v celotnem obdobju delovanja, prikazan v ravnini detektorjev.

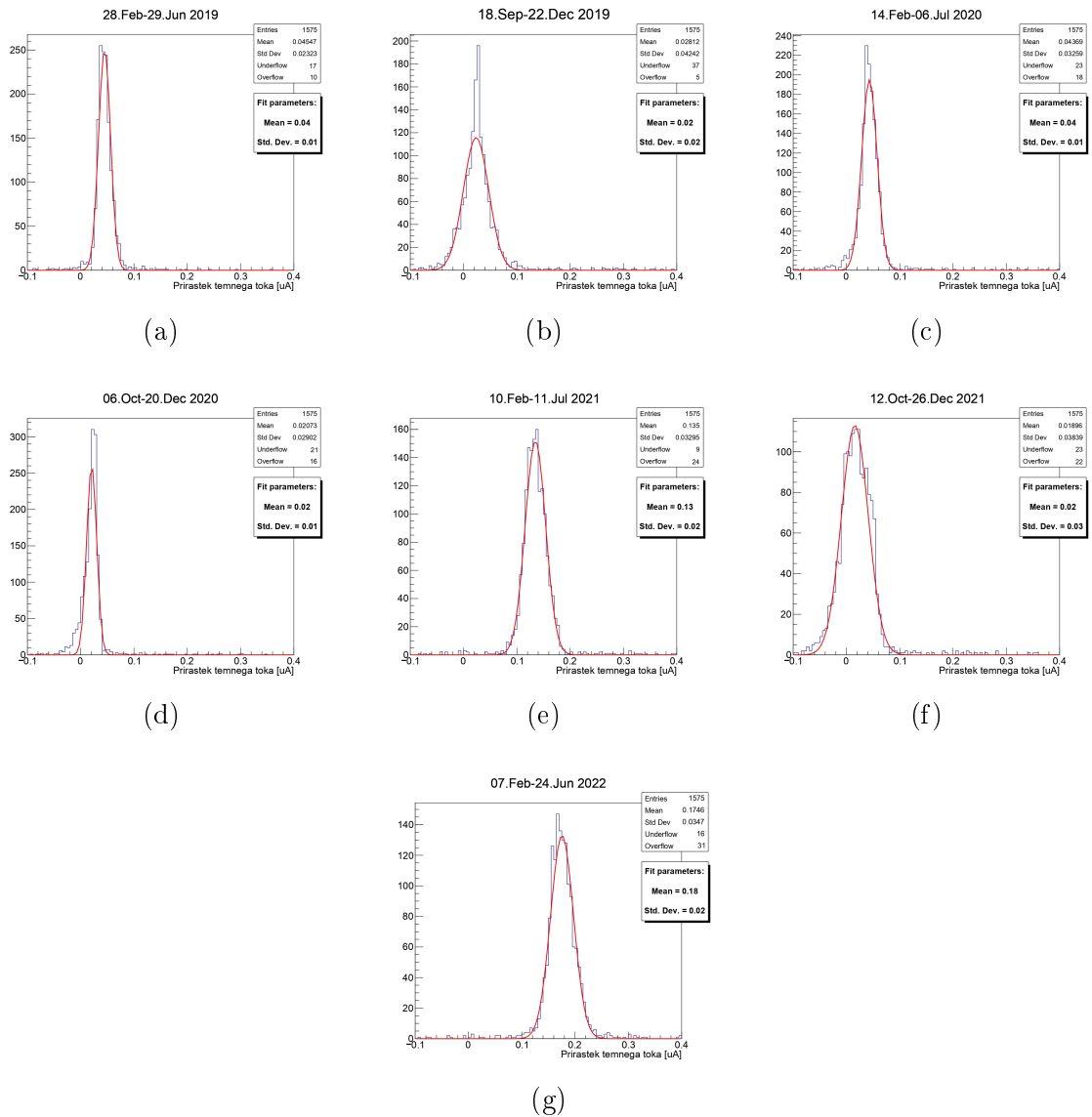


Slika 5.12: Porazdelitev po prirastku temnih tokov za celotno obdobje delovanja za vseh 420 HAPD.

POGLAVJE 5. ŠTUDIJ TEMNIH TOKOV V HAPD



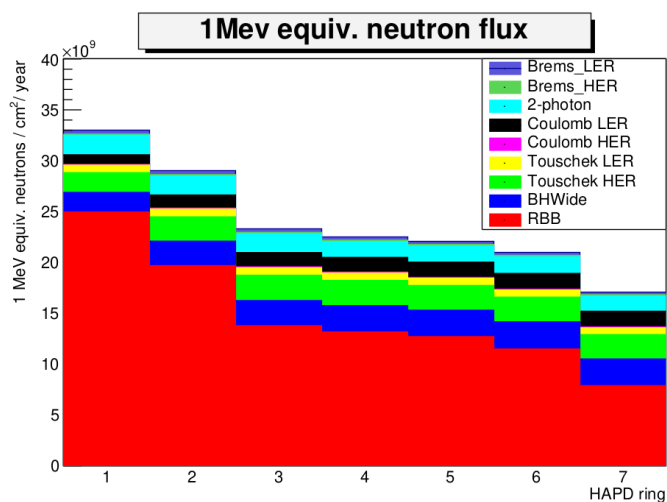
Slika 5.13: Prirastek temnih tokov prikazan v ravnini detektorjev za posamezna časovna obdobja: (a) 28.2.2019-29.6.2019, (b) 18.9.2019-22.12.2019, (c) 14.2.2020-06.7.2020, (d) 6.10.2020-20.12.2020, (e) 10.2.2021-11.7.2021, (f) 12.10.2021-26.12.2021, (g) 07.2.2022-24.6.2022.



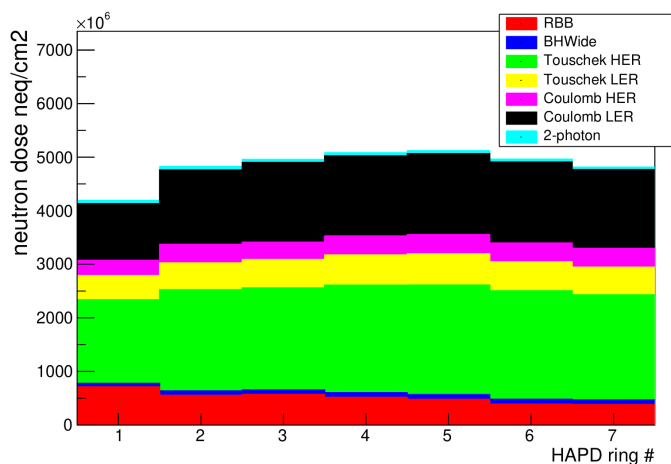
Slika 5.14: Porazdelitev po prirastku temnih tokov za vseh 420 HAPD za posamezna časovna obdobja: (a) 28.2.2019-29.6.2019, (b) 18.9.2019-22.12.2019, (c) 14.2.2020-06.7.2020, (d) 6.10.2020-20.12.2020, (e) 10.2.2021-11.7.2021, (f) 12.10.2021-26.12.2021, (g) 07.2.2022-24.6.2022..

5.3.1 Učinki sevanja po koncentričnih krogih HAPD

Učinki sevanja se razlikujejo glede na oddaljenost HAPD od žarkovne cevi. Monte Carlo simulacije pri polni luminoznosti (slika 5.15a) kažejo, da fluenca nevtronov radialno upada. Na sliki lahko vidimo različne prispevke, kot so Coulombovo sipanje na plinu v žarkovnih ceveh; Coulombovo sipanje znotraj samega žarka (*ang. Touschek scattering*); dvofotonski proces, kjer nastane nov par elektron/pozitron; ter sipanje elektronov in pozitronov (tj. Bhabha sipanje - RBB), ki ima pri polni luminoznosti dominanten učinek, ki se z oddaljenostjo od žarkovne cevi zmanjšuje. Procesi sevalnega ozadja imajo različne odvisnosti od luminoznosti žarka in njegovih lastnosti. Na sliki 5.15b vidimo reskalirane prispevke k fluenci nevtronov glede na trenutno luminoznost. Prispevek Bhabha sipanja v primerjavi z ostalimi prispevki najbolj upada. Detektorji v prvem obroču so posledično najmanj izpostavljeni sevanju. Pred začetkom obratovanja Belle II eksperimenta je bil na notranjo stran detektorja ARICH okoli žarkovne cevi dodan ščit iz boriranega polietilena proti nevtronskemu sevanju.

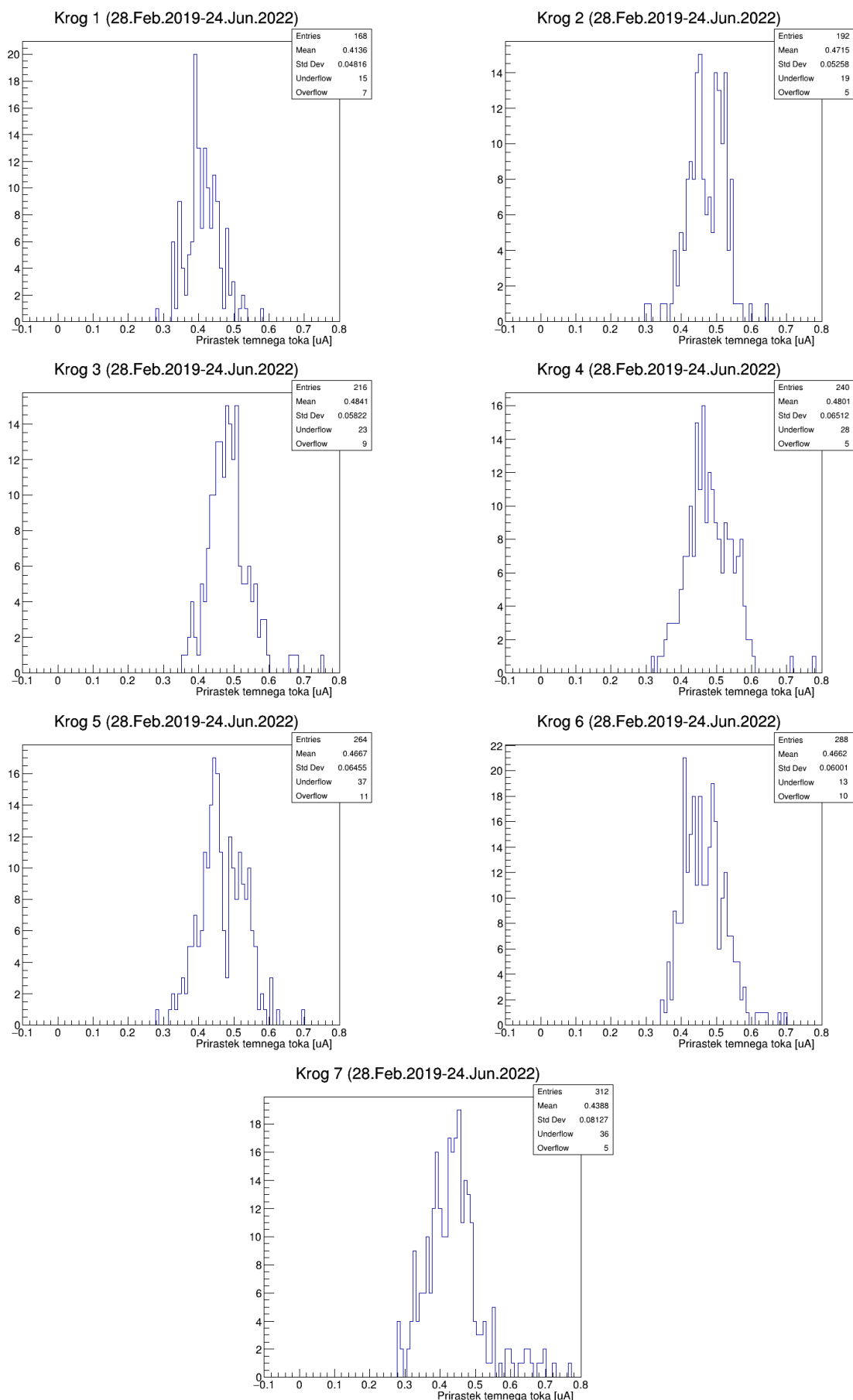


(a)



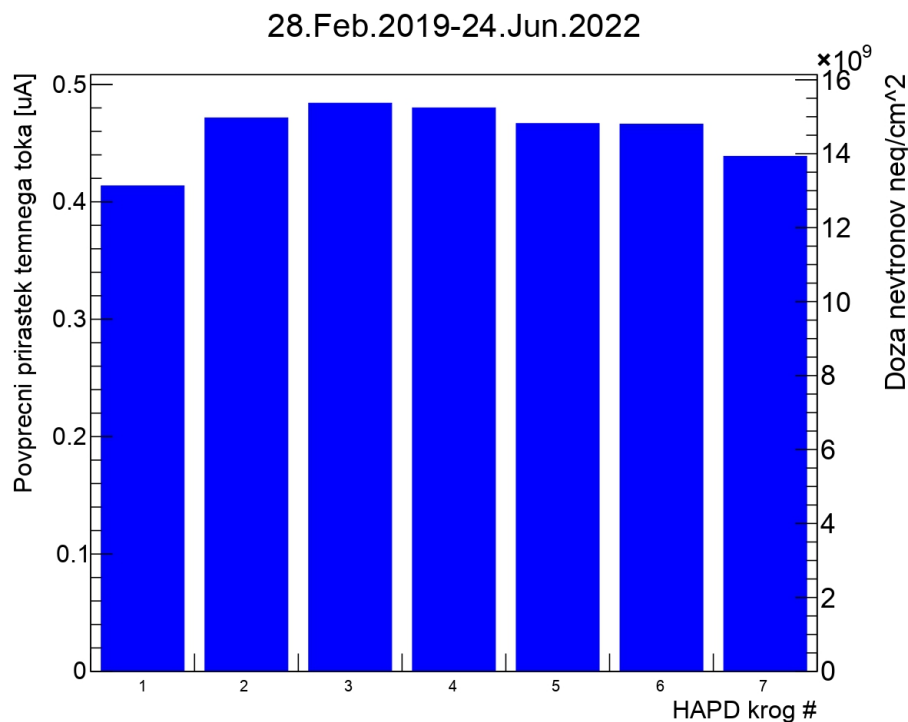
(b)

Slika 5.15: Pričakovane fluence nevtronov z označenimi sevalnimi prispevki. Simulirani pri polni želeni luminoznosti (a) ter nato skalirani na trenutno luminoznost (b) [11].



Slika 5.16: Porazdelitev po prirastku temnih tokov v koncentričnih krogih za celotno obdobje analize.

Posledica obsevanja z nevtroni je prirastek temnih tokov. Na sliki 5.17 so prikazani povprečni prirastki temnih tokov po koncentričnih obročih ter ocenjene fluence nevtronov glede na že omenjeno zvezo med fluenco nevtronov ter prirastkom temnega toka. Porazdelitev kvalitativno sovпада z reskalirano simulacijo, kjer je prvi obroč prav tako najmanj obsevan. Eksperimentalno ocenjene fluence nevtronov so kar trikrat večje od simuliranih. Porazdelitve prirastka toka po posameznih koncentričnih krogih so prikazane na sliki 5.16.

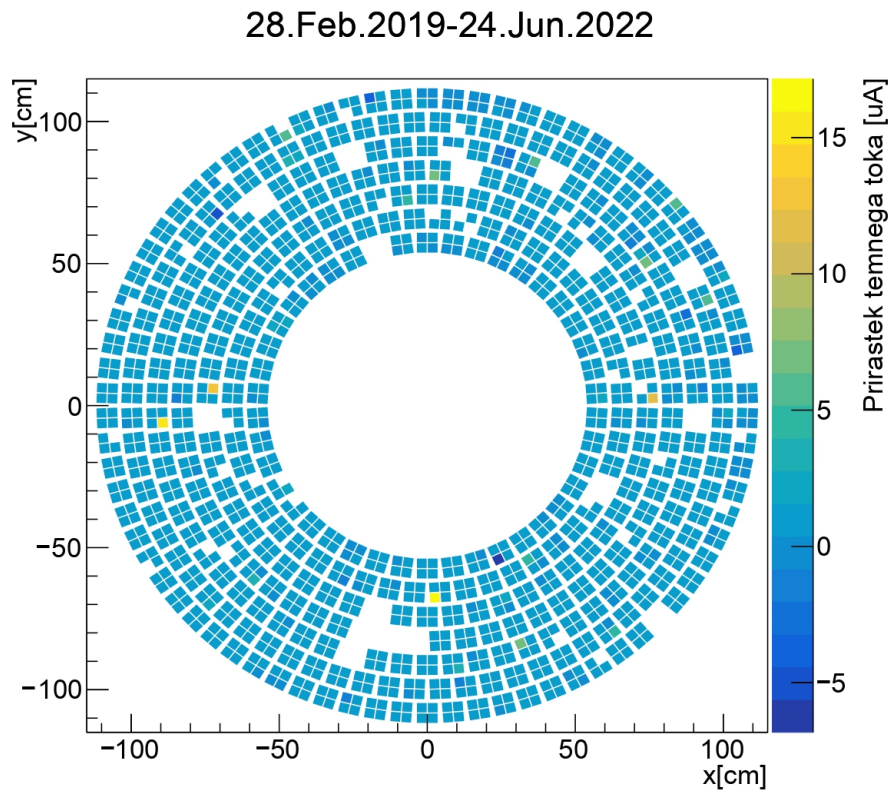


Slika 5.17: Povprečja temnih tokov ter ocenjene fluence nevtronov po koncentričnih krogih HAPD.

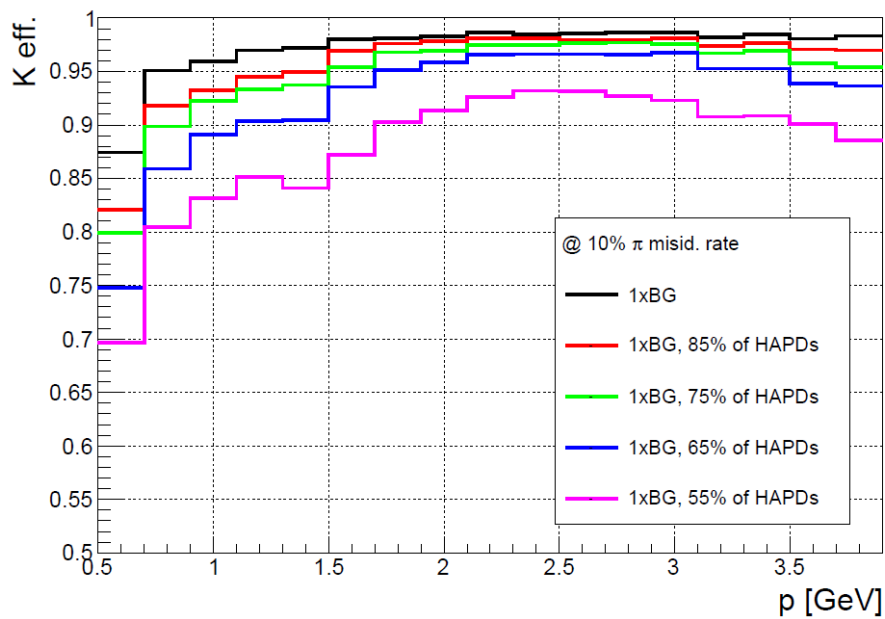
5.3.2 Temni tok netipičnih detektorjev

V celotnem obdobju obravnave je bil povprečni prirast temnega toka $0.46 \mu\text{A}$. Za netipične detektorje smo opredelili detektorje, ki od tega povprečja močno odstopajo (slika 5.18). Njihovo vedenje je lahko podobno izklopljenim detektorjem, omenjenim v tabeli 5.1. Na sliki 5.20 so prikazani primeri detektorjev, ki imajo nenadne skoke v temnih tokovih znotraj posameznih obdobj obratovanja ter nelinearen prirastek temnega toka, kar lahko kaže na okvare elektronike. Zanimiv je HAPD z identifikacijsko številko 13, od katerega so APD čipi B/C/D že bili izklopljeni, APD čip A pa ne, in to kljub nenavadnemu vedenju.

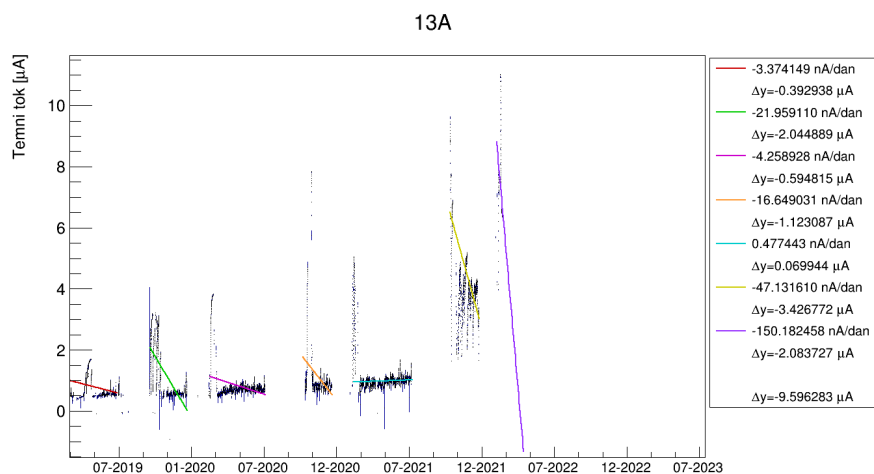
Na nekaterih detektorjih opazimo izrazita povečanja temnega toka, čeprav ne kažejo drugih znakov okvare. Tudi če predpostavimo, da ti detektorji niso uporabni zaradi prevelikega šuma in da je njihovo število podobno številu izklopljenih detektorjev, je skupni delež nedelujočih detektorjev približno 10 %. Glede na simulacije (5.19) to ne vpliva močno na učinkovitost ločevanja pionov in kaonov, še posebej pri večjih gibalnih količinah.



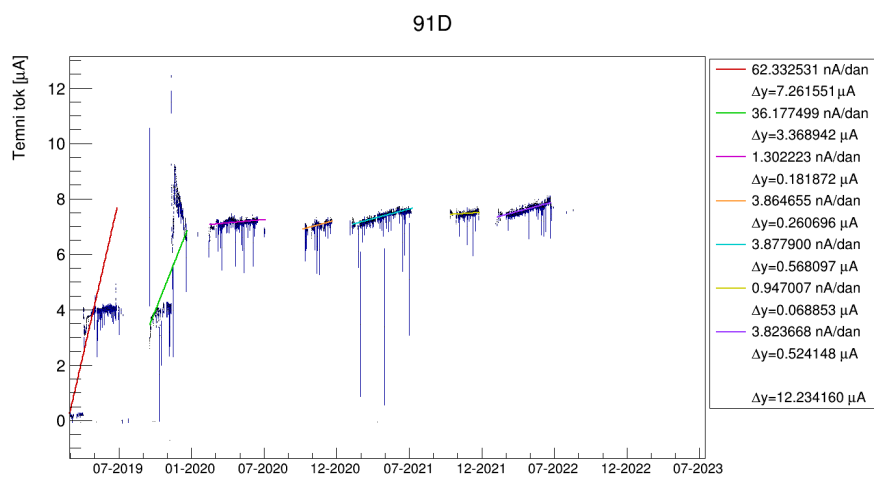
Slika 5.18: Prikaz temnega toka na detektorju za celoten interval prirastkov. Netipični detektorji močno izstopajo.



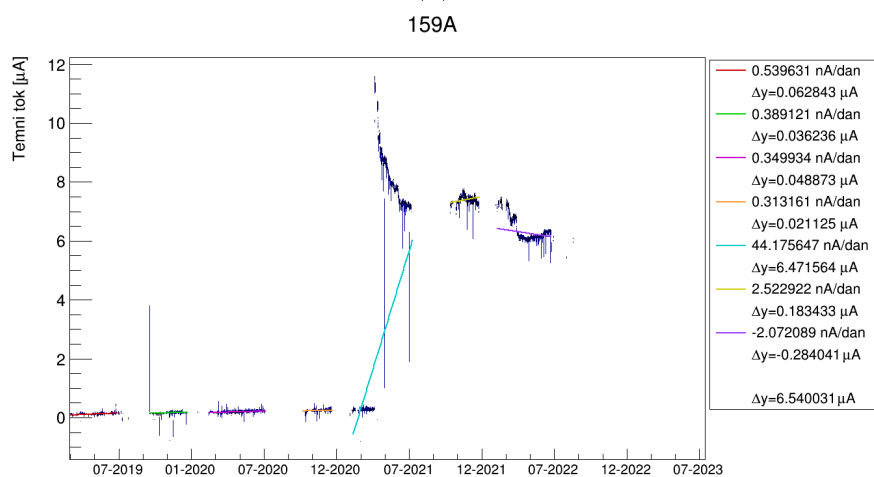
Slika 5.19: Izkoristek za identifikacijo kaonov kot funkcija gibalne količine pri 10 % stopnji napačne identifikacije pionov za različne deleže delujočih HAPD [9]. Simulacija je bila izvedena pri nominalnem ozadju (*ang. BG - background*).



(a)

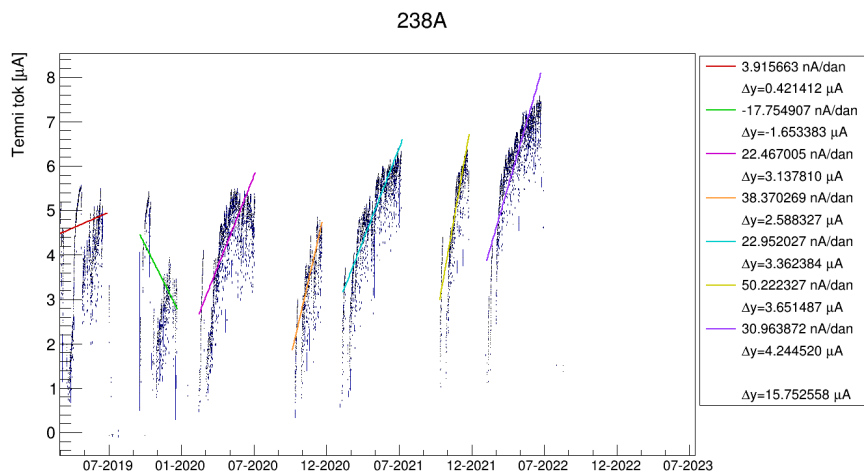


(b)

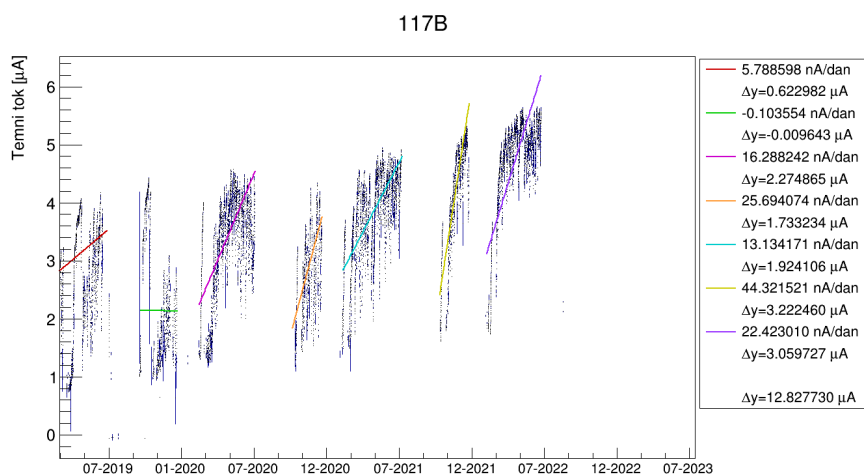


(c)

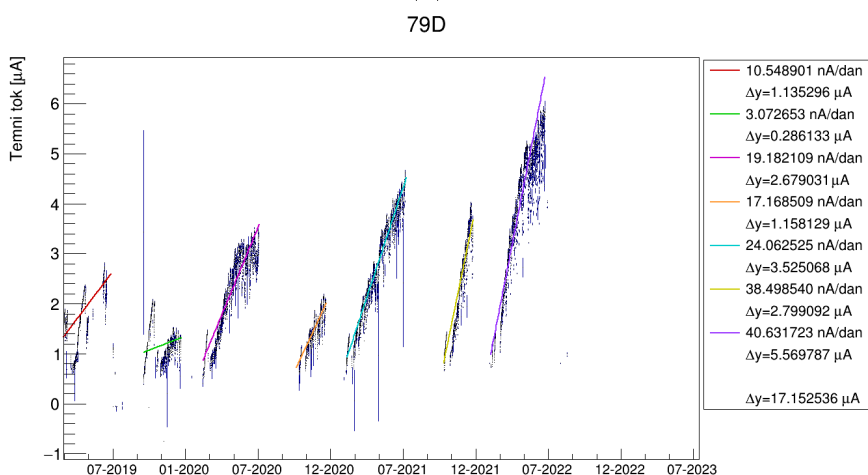
Slika 5.20: Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 13A (a), 91D (b), 150A (c) z največjimi nenadnimi skoki v temnih tokovih.



(a)

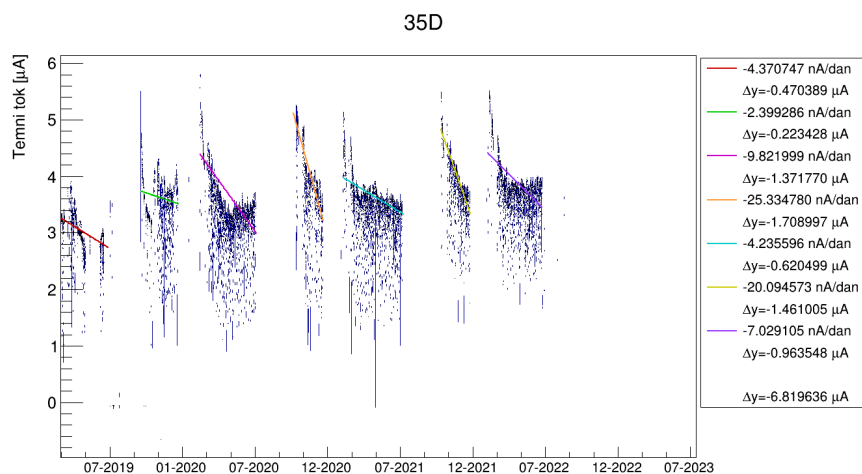


(b)

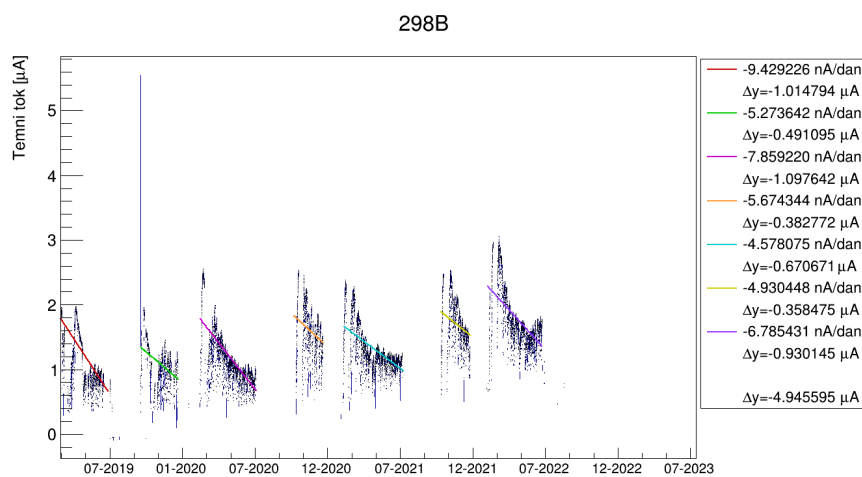


(c)

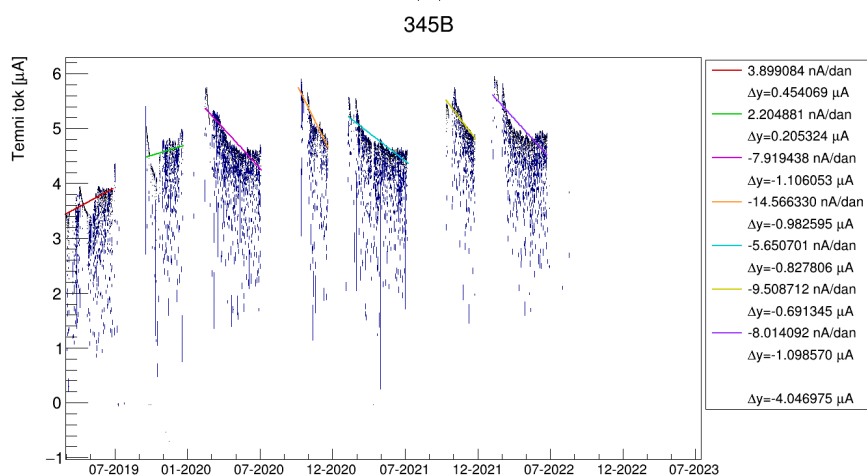
Slika 5.21: Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 117B (a), 238A (b), 79D (c) z največjim prirastkom temnega toka glede na prileganje linearnih funkcij.



(a)



(b)



(c)

Slika 5.22: Primeri časovne odvisnosti prirastka temnega toka za čipe APD 35D (a), 298B (b), 345B (c) z največjim padcem temnega toka glede na prileganje linearnih funkcij.

6. Zaključek

Na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev na Institutu Jožefa Stefana smo študirali temne tokove na fotonških senzorjih v detektorju ARICH v spektrometru Belle II. Izvedli smo statistično analizo temnih tokov, v obdobju od 28. 2. 2019 do 17. 7. 2023. Opazili smo povprečni prirastek temnega toka za $0.46 \mu A$, ki glede na poskuse obsevanja z nevtroni ustreza fluenci $15.33 \times 10^9 n_{eq}/cm^2$. Ta se nekoliko razlikuje od podatkov, ki so bili simulirani pri polni luminoznosti ter nato skalirani.

Pregledali smo vzroke za izklope posameznih detektorjev, prikazali primere okvarjenih APD čipov, napak pri visokonapetostnem napajanju in napajanju zaščitnega obroča. Opravili smo analizo netipičnih detektorjev, ki imajo mnogo večje prirastke temnih tokov od povprečnega prirastka. Netipične detektorje smo tudi izpostavili v tabeli, kjer smo prikazali prirastke temnih tokov po posameznih obdobjih.

Ena izmed ključnih ugotovitev naše analize je, da so nekateri netipični detektorji izkazovali podobne lastnosti kot izklopljeni detektorji, kjer smo zaznali okvare. S simulacijami smo prikazali, da izklopljeni in netipični detektorji ne bodo imeli pomembnega vpliva na ločevanje kaonov in pionov.

V okviru magistrske naloge smo napisali programsko osnovo za nadzor in analizo prirastka temnih tokov ter fluenc nevtronov na tedenski ravni. Programska oprema bo vgrajena v kontrolni sistem detektorja, tako da bo z njo možno zaznati detektorje, ki se ne vedejo tipično in imajo sunkovite prirastke temnih tokov.

Z magistrsko nalogo smo pridobili vpogled v delovanje hibridnih plazovnih fotodiod ter posledic obsevanja na le te.

7. Literatura

- [1] U. Tamponi, M. Ritter, O. Hartbrich, M. Eliachevitch in S. Cunliffe, *Data Taking*, https://software.belle2.org/sphinx/release-06-01-01/online_book/fundamentals/02-datataking.html (2023), (Avgust 2023).
- [2] S. Iwata, I. Adachi in et al., *Particle identification performance of the prototype Aerogel RICH counter for the Belle II experiment*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2016**, 033H01 (2016).
- [3] Y. Mazuka, *Aerogel RICH & TOP counter for super KEKB*, v *Presentation for the 3rd SuperB workshop* (SLAC, 2006).
- [4] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* (Springer, Berlin, 1994).
- [5] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors* (Springer, Berlin, 2007).
- [6] *PN Junction Diode*, https://www.electronics-tutorials.ws/diode/diode_3.html, (Avgust 2023).
- [7] A. Junkes, *Influence of radiation induced defect clusters on silicon particle detectors*, Doktorska disertacija, Hamburg U. (2011).
- [8] M. Mrvar, *Umeritev detektorja obročev Čerenkova z aerogelskim sevalcem v sprektrometru Belle II*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko (2018).
- [9] R. Pestotnik, I. Adachi, S. Korpar, P. Križan, Y. Lai, S. Nishida, A. Seljak in L. Šantelj, *ARICH subsystem upgrade report* (2021), omejen dostop članom kolaboracije.
- [10] *Belle II Luminosity*, <https://confluence.desy.de/display/BI/Belle+II+Luminosity>, (Avgust 2023).
- [11] L. Šantelj, *Private Communication* (2023).
- [12] A. Martini, *The Belle II experiment: Status and prospects*, EPJ Web of Conferences **192**, 00028 (2018).
- [13] *The EPICS Archiver Appliance*, https://slacmshankar.github.io/epicsarchiver_docs/details.html, avgust 2023.
- [14] R. Brun in F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389**, 81 (1997), proceedings AI-HENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996.

